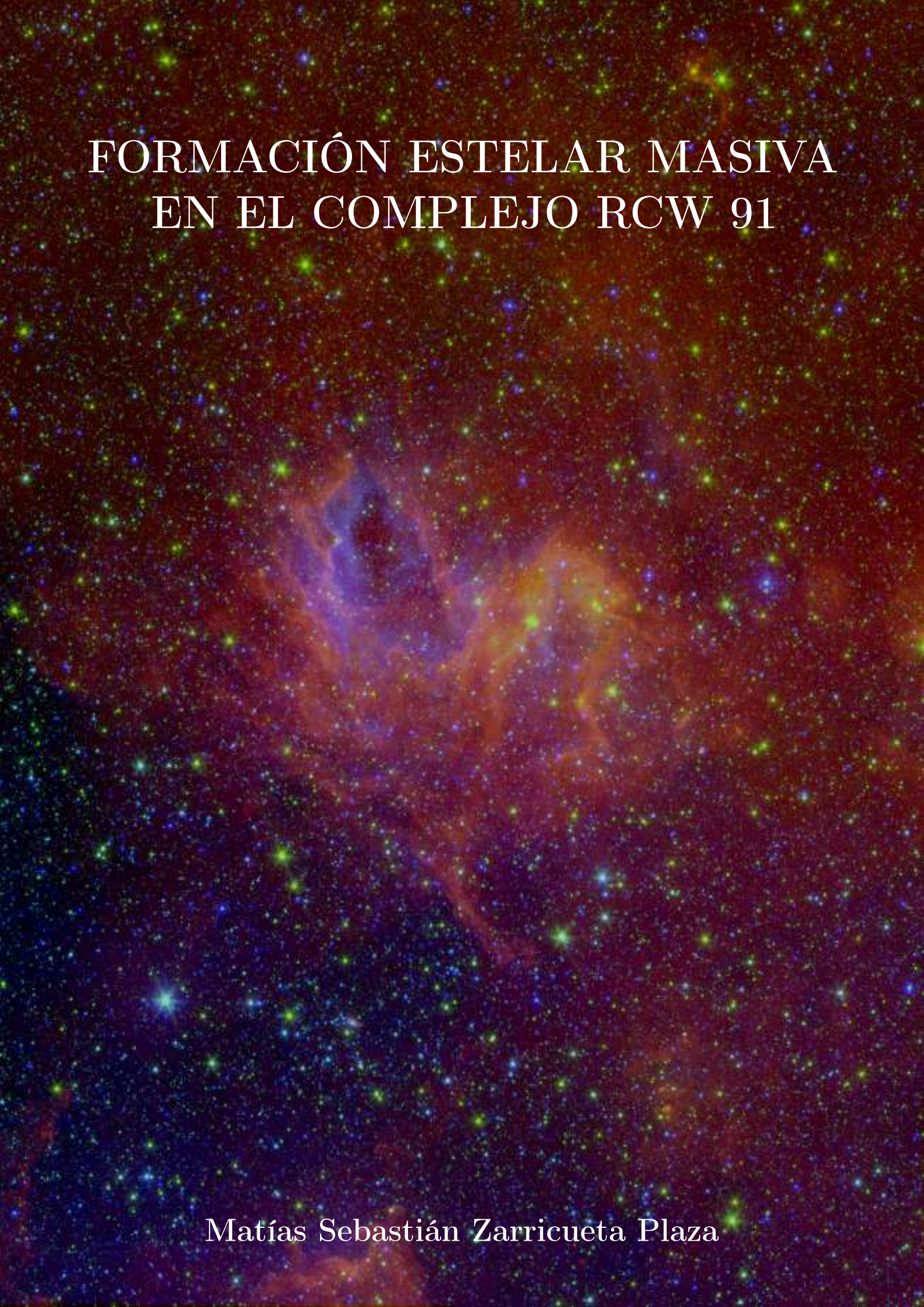




FORMACIÓN ESTELAR MASIVA EN EL COMPLEJO RCW 91

Matías Sebastián Zarricueta Plaza

FORMACIÓN ESTELAR MASIVA EN EL COMPLEJO RCW 91

Matías Sebastián Zarricueta Plaza



**UNIVERSIDAD
DE LA SERENA**
CHILE

Tesis Doctoral

Para cumplir con los requisitos para optar al grado de Doctor en Astronomía de la
Universidad de La Serena bajo la supervisión de Dr. Julia Inés Arias Stampalia y
Dr. Marcelo Daniel Jaque Arancibia

Matías Sebastián Zarricueta Plaza

Diciembre, 2025

Comité de Tesis:

Dr. Nidia Irene Morrell (Observatorio Las Campanas)

Dr. Douglas Geisler (Universidad de La Serena)

Dr. Javier Alonso-García (Universidad de Antofagasta)

Dr. Ricardo Amorín (Instituto de Astrofísica de Andalucía)

Comité Asesor de Doctorado

Dr. Antonela Monachesi (Universidad de La Serena)

Dr. Facundo Ariel Gómez (Universidad de La Serena)

Imagen de Portada: Imagen compuesta en color que muestra la región HII RCW 91 y su entorno. La imagen compuesta fue generada a partir de imágenes en los filtros de $H\alpha$ (azul), $4.5\ \mu\text{m}$ (verde) y $8.0\ \mu\text{m}$ (rojo).

Créditos de Imagen: La imagen en $H\alpha$ fue tomada del censo Super-COSMOS (<http://www-wfau.roe.ac.uk/sss/halpha/>), y las imágenes en 4.5 y $8.0\ \mu\text{m}$ fueron obtenidas del censo Spitzer-GLIMPSE360 (<https://irsa.ipac.caltech.edu/>)

Dedicado a mi madre, la estrella más luminosa de mi universo

Índice general

Lista de acrónimos	8
Resumen	10
Abstract	12
1. Introducción	14
1.1. Regiones de formación estelar	14
1.1.1. Nubes moleculares	14
1.1.2. Regiones HII	15
1.2. Formación de estrellas de baja masa	17
1.2.1. Etapas observadas en la formación de estrellas de baja masa	19
1.3. Formación de estrellas de alta masa	21
1.3.1. Desafíos en la formación estelar masiva	21
1.3.2. Mecanismos de formación estelar masiva	25
1.3.3. Vínculos observacionales	33
1.4. El complejo de formación estelar masiva RCW 91	37
1.5. Objetivos de esta Tesis	40
2. Datos y Metodología	42
2.1. Fotometría y movimientos propios	42
2.1.1. Bases de datos principales	43
2.1.2. Bases de datos adicionales	46
2.2. Espectroscopía	47
2.2.1. Campañas observacionales y selección de la muestra	47
2.2.2. Reducción y extracción de los datos	51
2.2.3. Bases de datos adicionales	51
2.3. Metodología de análisis	53
2.3.1. Clasificación espectral	53
2.3.2. Calibraciones empíricas	55
2.3.3. Extinción en la línea de visión	57
2.3.4. Distancia heliocéntrica	59
2.3.5. Velocidad radial	60
2.3.6. Velocidad peculiar	63
2.3.7. Descontaminación de estrellas de campo	64
2.3.8. Perfil de densidad radial	65

2.3.9. Función de masa	66
3. Formación estelar masiva aislada: El caso de la estrella Sapaki	69
3.1. Población estelar de RCW 91B	69
3.1.1. Identificación de la estrella Sapaki	69
3.1.2. Población estelar masiva	71
3.1.3. Población estelar no masiva	77
3.1.4. YSOs	81
3.2. Examinando un caso plausible de formación estelar masiva aislada	84
3.2.1. Criterios de aislamiento aplicados a Sapaki	84
3.2.2. Función de masa estelar observada	89
3.2.3. Cúmulos jóvenes con estrellas similares a Sapaki	92
3.3. Casos adicionales de estrellas masivas aisladas	99
3.3.1. Estrellas masivas en NGC 3603	99
3.3.2. Estrellas masivas en la Zona Central Molecular	102
3.3.3. Estrellas masivas en la Gran Nube de Magallanes	103
3.3.4. Estrellas masivas en la Pequeña Nube de Magallanes	103
3.3.5. Estrellas masivas en Sextans A	105
3.4. Conclusión	105
4. Formación estelar masiva en cúmulos: El caso de Lynga 3	107
4.1. Población estelar de Lynga 3	107
4.1.1. Identificación de una estrella O-supergigante	107
4.1.2. Población estelar masiva	109
4.1.3. Población estelar no masiva	120
4.1.4. YSOs	123
4.2. Parámetros del cúmulo	125
4.2.1. Estructura espacial	125
4.2.2. Función de masa estelar observada	128
4.3. Cúmulos estelares jóvenes en la Vía Láctea	132
4.3.1. Formación y evolución temprana	134
4.3.2. Relación $m_{\text{max}} - M_{\text{cl}}$	136
4.4. Conclusión	137
5. Conclusiones finales y perspectiva a futuro	139
5.1. Conclusiones finales	139
5.2. Perspectiva a futuro	142
Bibliografía	144
A. Notas sobre los datos	162
A1. Catálogo maestro del Complejo RCW 91	162
A1.1. Selección del catálogo base	162
A1.2. Construcción del catálogo maestro	163
A1.3. Completitud del catálogo	165
A2. Reducción y extracción de los datos espectrales	166
A2.1. Espectros ópticos de LDSS	166
A2.2. Espectros ópticos de IMACS	170

A2.3.	Espectros ópticos de MagE	172
A2.4.	Espectros infrarrojos de TSpec	174
A2.5.	Espectros infrarrojos de FIRE	178
A3.	Datos espectrales fuera del Complejo RCW 91	180
B.	Notas sobre el análisis	182
B1.	Clasificación espectral estelar	182
B1.1.	Espectroscopía óptica	182
B1.2.	Espectroscopía infrarroja	193
B1.3.	La nebulosa infrarroja de RCW 91B	202
B2.	Extinción en la línea de visión	203
B2.1.	Fotometría en las bandas B y V	203
B2.2.	Bandas interestelares difusas	205
B2.3.	Comparación con el catálogo de StarHorse	213
B3.	Velocidad radial	213
B3.1.	Validación de la metodología	213
B4.	Velocidad peculiar	218
B4.1.	Cálculo de cada componente	218
B4.2.	Validación de la metodología	222
B5.	Descontaminación de estrellas de campo	226
B5.1.	Elección de las regiones de control	226
B5.2.	Validación del algoritmo	228
C.	Figuras adicionales	231
D.	Tablas adicionales	253

Lista de acrónimos

2MASS	<i>Two Micron All-Sky Survey</i>
AGN	<i>Active Galactic Nuclei</i>
APASS	<i>AAVSO Photometric All-Sky Survey</i>
BSS	<i>Binary-supernova scenario</i>
CMD	<i>Color-magnitude diagram</i>
CMZ	<i>Central molecular zone</i>
DECaPS	<i>Dark Energy Camera Plane Survey</i>
DES	<i>Dynamical ejection scenario</i>
DIB	<i>Diffuse interstellar band</i>
ESA	<i>European space agency</i>
FIRE	<i>Folded-port InfraRed Echellette</i>
GLIMPSE	<i>Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire</i>
GOSC	<i>Galactic O-type Star Catalog</i>
HRD	<i>Hertzsprung-Russell Diagram</i>
HST	<i>Hubble Space Telescope</i>
IMACS	<i>Inamori-Magellan Areal Camera and Spectrograph</i>
IMF	<i>Initial mass function</i>
ISM	<i>Interstellar medium</i>
KDE	<i>Kernel density estimator</i>
LDSS	<i>Low Dispersion Survey Spectrograph</i>
LSR	<i>Local standard of rest</i>
LTE	<i>Local thermodynamic equilibrium</i>
MagE	<i>Magellan Echellette</i>
MS	<i>Main sequence</i>
MYSO	<i>Massive YSO</i>
NOMAD	<i>Naval Observatory Merged Astrometric Dataset</i>

PAH	<i>Polycyclic Aromatic Hydrocarbon</i>
PARSEC	<i>PAdova and tRieste Stellar Evolutionary Code</i>
PDF	<i>Probability density function</i>
PDMF	<i>Present-day mass function</i>
PMS	<i>Pre-main sequence</i>
RDP	<i>Radial density profile</i>
RSR	<i>Regional standard of rest</i>
SCES	<i>Subcluster ejection scenario</i>
SED	<i>Spectral energy distribution</i>
SFE	<i>Star formation efficiency</i>
SPICY	<i>Spitzer/IRAC Candidate YSO</i>
TIC	<i>Tess Input Catalog</i>
TSpec	<i>TripleSpec</i>
UCAC	<i>US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog</i>
UCC	<i>Unified Cluster Catalogue</i>
VPHAS+	<i>VST Photometric Hα Survey</i>
VIRAC	<i>VVV Infrared Astrometric Catalogue</i>
VPD	<i>Vector point diagram</i>
VVV	<i>VISTA Variables in the Vía Láctea</i>
VVVX	<i>VVV eXtended</i>
WISE	<i>Wide-field Infrared Survey Explorer</i>
YSO	<i>Young stellar object</i>
ZAMS	<i>Zero-age main sequence</i>

Resumen

A diferencia de sus hermanas de baja masa, la formación de estrellas masivas involucra una compleja red de procesos que operan en diferentes escalas espaciales (desde < 0.1 hasta > 10 pc), lo cual ha llevado a teorizar más de un mecanismo que explique su formación. Esta tesis aborda la formación estelar masiva desde una perspectiva observacional, en la cual vinculamos las propiedades de las estrellas masivas y no masivas en una región de formación estelar, con las predicciones de los tres principales mecanismos de formación estelar masiva: colapso monolítico, acreción competitiva, y coalescencia estelar. Los datos observacionales incluyen astrometría, fotometría y espectroscopía óptica e infrarroja del complejo de formación estelar masiva RCW 91 (en adelante, Complejo RCW 91), pero nos enfocaremos en las subregiones de RCW 91B y Lynga 3. El análisis de los datos consta de la clasificación espectral de las fuentes, la estimación de extinción interestelar y distancias heliocéntricas, la medición de velocidades radiales, el cálculo de velocidades peculiares, la descontaminación estadística de las fuentes de primer plano y de fondo, la construcción del perfil de densidad radial y la función de masa estelar observada.

La subregión RCW 91B es hogar de la estrella Sapaki, una estrella de tipo espectral O3 If* extremadamente joven ($\sim 0.5 - 2$ Myr) que exhibe una velocidad radial $V_r \sim -60$ km s $^{-1}$ consistente con la velocidad del gas ionizado local, y no muestra indicios de ser una estrella *runaway* en el plano del cielo o en la línea de visión. Además, RCW 91B exhibe un grupo escaso de estrellas OB (2 estrellas O y 4 estrellas B-tempranas) y una población de pre-secuencia principal con exceso infrarrojo distribuida preferentemente en los bordes de la burbuja, indicando episodios recientes (y posiblemente continuos) de formación estelar. A partir de la población estelar masiva, calculamos una distancia heliocéntrica $d = 4.93 \pm 0.50$ kpc y extinción óptica en la línea de visión $A_V = 7.15 \pm 0.58$ mag para RCW 91B. El perfil de densidad radial descontaminado evidencia un núcleo muy compacto ($r_c \sim 0.06$ pc), pero con una densidad central moderada ($n_0 \sim 10^3$ pc $^{-3}$) cuyo valor es incompatible con el mecanismo de coalescencia estelar. La función de masa para estrellas $M > 7 M_\odot$ muestra una pendiente más plana que la IMF canónica de Salpeter, mientras que para $M > 2 M_\odot$ es compatible con una IMF canónica tras corregir por el *sesgo de asignación de masas*. La masa total observada de RCW 91B es moderadamente baja ($4 \times 10^2 M_\odot$ para $M > 1 M_\odot$, y $\lesssim 10^3 M_\odot$ para $M > 0.08 M_\odot$), situando al sistema por debajo de lo esperado a partir de la relación entre la masa de la estrella más masiva del cúmulo y la masa total del cúmulo (relación $m_{\text{max}} - M_{\text{cl}}$). Es difícil enlazar estos resultados con el mecanismo acreción competitiva estándar (y por ende con una función de masa determinista), pero tampoco representa un ejemplo preciso del mecanismo de colapso monolítico. En conjunto, RCW 91B se presenta como un caso de un cúmulo tipo “punta del iceberg”: la estrella más masiva coexiste con un cúmulo compacto, de masa

intermedia-baja y de baja densidad.

La subregión Lynga 3, por su parte, aloja una población mixta de estrellas OB (incluyendo una estrella O4 If) con edades muy jóvenes ($1 - 8$ Myr) y una cinemática “caliente”, con algunas estrellas candidatas a *runaway/walkaway*. Para las estrellas OB de Lynga 3, calculamos una distancia $d = 5.45 \pm 0.28$ kpc y extinción óptica $A_V = 6.45 \pm 0.16$ mag. El cúmulo exhibe un núcleo de tamaño moderado ($r_c = 0.3 - 0.5$ pc), una baja densidad central ($n_0 \lesssim 10^2$ pc $^{-3}$) y una masa total modesta ($\lesssim 10^3 M_\odot$ para $M > 1 M_\odot$, y $\lesssim 2 \times 10^3 M_\odot$ para $M > 0.08 M_\odot$). Teniendo en cuenta la coexistencia de poblaciones de diferentes edades y la cinemática “caliente” del cúmulo, entonces consideramos a Lynga 3 un cúmulo tipo *leaky* (cúmulos que pierden su masa estelar debido a la rápida expulsión del gas residual por parte de las estrellas masivas). La función de masa estelar es compatible con la IMF canónica de Salpeter en el rango masivo ($M > 7 M_\odot$) y respeta, dentro de las incertidumbres, la tendencia observada en la relación $m_{\max} - M_{\text{cl}}$. Estos rasgos son coherentes con las predicciones del mecanismo de acreción competitiva (y las variantes de este mecanismo), además de una violenta evolución temprana causada por la retroalimentación de la población estelar masiva. Por último, debido a la baja densidad central, es improbable que la coalescencia haya sido importante en la formación de las estrellas masivas de Lynga 3.

A escala aún mayor (> 10 pc), el Complejo RCW 91 parece formar una red de filamentos que convergen en los *hub* centrales RCW 91B y Lynga 3 (los cuales presentan valores similares de distancia, extinción, velocidad radial y edad). Este sistema de filamentos-*hub* es una estructura fundamental en el paradigma unificado de filamentos a cúmulos y en el mecanismo de colapso global jerárquico. Además, el mecanismo de colisión entre nubes podría haber establecido las condiciones iniciales que provocan la formación de este sistema filamentos-*hub*. En otras regiones del disco Galáctico se ha encontrado que las colisiones entre nubes indujeron la formación de cúmulos jóvenes y masivos (como DBS2003, Westerlund 2 o NGC 3603), mientras que cerca del centro Galáctico se ha revelado que el mecanismo de cinta transportadora podría estar en acción y haber dado origen a los cúmulos masivos de esta región (como el cúmulo Arches o el cúmulo Quintuple). En su conjunto, los datos apuntan a que no existe un único canal para la formación estelar masiva, sino más bien es un continuo de casos en cuyos extremos encontramos el régimen de estrellas masivas aisladas (colapso monolítico) y el régimen de cúmulos masivos (acreción competitiva). En este aspecto, RCW 91B ilustra un régimen de baja masa con una estrella moderadamente masiva ($> 50 M_\odot$) que apunta a un escenario de colapso con fragmentación mínima y un flujo de gas no sostenido, mientras que Lynga 3 es un régimen de masa intermedia que también exhibe estrellas moderadamente masivas en donde la acreción competitiva (y sus variantes) explican su población y evolución dinámica. En ambos casos, la retroalimentación estelar (especialmente de estrellas masivas) modula la continuidad de la acreción y la supervivencia del cúmulo a largo plazo ($> 10 - 20$ Myr). Futuros censos fotométricos y astrométricos permitirán refinar el análisis realizado en esta Tesis, poniendo a prueba de forma decisiva los escenarios de formación estelar masiva a pequeña y gran escala en el Complejo de RCW 91.

Abstract

Unlike their low-mass siblings, the formation of massive stars involves a complex network of processes operating at different spatial scales (from < 0.1 to > 10 pc), which has led to theorize multiple mechanisms to explain their formation. This Thesis addresses massive star formation from an observational point of view, linking the properties of massive and non-massive stars in a star-forming region with the predictions of the three main massive star formation mechanisms: monolithic collapse, competitive accretion, and stellar coalescence. The observational data include astrometry, photometry, and optical and infrared spectroscopy of the massive star-forming complex RCW 91 (hereafter, RCW 91 Complex), with emphasis on the subregions RCW 91B and Lynga 3. The data analysis consists of the spectral classification of sources, estimation of interstellar extinction and heliocentric distances, radial velocity measurements, calculation of peculiar velocities, statistical decontamination of foreground and background sources, construction of the radial density profile, and the observed stellar mass function.

The subregion RCW 91B hosts Sapaki, an extremely young ($\sim 0.5 - 2$ Myr) O3 If* star exhibiting a radial velocity $V_r \sim -60$ km s $^{-1}$, consistent with the velocity of the local ionized gas, and showing no evidence of being a runaway star either in the plane of the sky or along the line of sight. Furthermore, RCW 91B contains a sparse group of OB stars (2 O-type and 4 early B-type stars) and a pre-main-sequence population with infrared excess preferentially distributed along the edges of the bubble, indicating recent (and possibly ongoing) star formation episodes. Considering the massive stellar population, we calculate a heliocentric distance $d = 4.93 \pm 0.50$ kpc and optical extinction along the line of sight $A_V = 7.15 \pm 0.58$ mag for RCW 91B. The decontaminated radial density profile reveals a very compact core ($r_c \sim 0.06$ pc) but with a moderate central density ($n_0 \sim 10^3$ pc $^{-3}$) incompatible with the stellar coalescence mechanism. The mass function for stars with $M > 7 M_\odot$ shows a slope flatter than the canonical Salpeter IMF, while for $M > 2 M_\odot$ it is consistent with a canonical IMF after correcting for *mass assignment bias*. The observed total mass of RCW 91B is moderately low ($4 \times 10^2 M_\odot$ for $M > 1 M_\odot$, and $\lesssim 10^3 M_\odot$ for $M > 0.08 M_\odot$), placing the system below the expected value from the relation between the most massive star mass and the total cluster mass (the $m_{\text{max}} - M_{\text{cl}}$ relation). It is difficult to link these results with the standard competitive accretion mechanism (and thus a deterministic mass function), but it also does not represent a clear example of monolithic collapse. Altogether, RCW 91B represents a “tip of the iceberg” type cluster: the most massive star coexists with a compact, intermediate-to-low mass, and low-density cluster.

The subregion Lynga 3 contains a mixed population of OB stars (including an O4 If star) with very young ages ($1 - 8$ Myr) and “hot” kinematics, with some candidates

for runaway/walkaway stars. For the OB stars in Lynga 3, we calculate a distance $d = 5.45 \pm 0.28$ kpc and optical extinction $A_V = 6.45 \pm 0.16$ mag. The cluster exhibits a moderately sized core ($r_c = 0.3 - 0.5$ pc), low central density ($n_0 \lesssim 10^2$ pc $^{-3}$), and a modest total mass ($\lesssim 10^3 M_\odot$ for $M > 1 M_\odot$, and $\lesssim 2 \times 10^3 M_\odot$ for $M > 0.08 M_\odot$). Considering the coexistence of stellar populations of different ages and the “hot” cluster kinematics, Lynga 3 is classified as a leaky cluster (clusters losing their stellar mass due to a rapid expulsion of residual gas due to massive stars). The stellar mass function is consistent with the canonical Salpeter IMF in the massive range ($M > 7 M_\odot$) and agrees, within uncertainties, with the observed trend in the $m_{\text{max}} - M_{\text{cl}}$ relation. These features align with predictions of the competitive accretion mechanism (and its variants), as well as an early violent evolution driven by feedback from the massive stellar population. Finally, due to the low central density, it is unlikely that coalescence played a significant role in the formation of the massive stars in Lynga 3.

At even larger scales (> 10 pc), the RCW 91 Complex appears to form a network of filaments converging onto the central hubs RCW 91B and Lynga 3 (which have similar values of distance, extinction, radial velocity, and age). This filament-hub system is a fundamental structure in the unified paradigm of filaments-to-clusters and in the hierarchical global collapse mechanism. Moreover, cloud-cloud collision could have established the initial conditions triggering the formation of this filament-hub system. In other regions of the Galactic disk, cloud collisions have been found to induce the formation of young massive clusters (such as DBS2003, Westerlund 2, or NGC 3603), while near the Galactic center the conveyor belt mechanism may act, giving rise to massive clusters in this region (such as the Arches or Quintuplet clusters). Taken together, the data suggest that there is no single channel for massive star formation; rather, there is a continuum of cases with isolated massive stars (monolithic collapse) located at one end and massive clusters (competitive accretion) at the other. In this regard, RCW 91B illustrates a low-mass regime with a moderately massive star ($> 50 M_\odot$) pointing toward a scenario of minimal fragmentation collapse and a non-sustained gas flow, while Lynga 3 represents an intermediate-mass regime also hosting moderately massive stars where competitive accretion (and its variants) explain its population and dynamical evolution. In both cases, stellar feedback (especially from massive stars) modulates the continuity of accretion and the long-term survival of the cluster ($> 10\text{--}20$ Myr). Future photometric and astrometric surveys will refine the analysis presented in this thesis, decisively testing massive star formation scenarios at small and large scales in the RCW 91 Complex.

Capítulo 1

Introducción

Las estrellas son una de las estructuras básicas que componen nuestro Universo. Nacen a partir del gas que constituye las galaxias, evolucionan a través de la constante quema de elementos en su núcleo, y cuando mueren enriquecen el medio con elementos pesados que serán utilizados para la formación de nuevas estrellas. El proceso de formación estelar influye significativamente en la estructura y evolución de galaxias, así como en la formación y evolución temprana de sistemas planetarios. Sin embargo, la formación estelar aún es un enigma en la astrofísica contemporánea, debido a que es una jerarquía de procesos físicos que ocurren en un amplio rango de escalas lineales: desde la fragmentación y acreción de núcleos densos para formar estrellas y sistemas planetarios ($\lesssim 0.1$ pc), hasta la acreción de gas del medio intergaláctico por parte de galaxias espirales e irregulares ($\gtrsim 10^9$ pc).

Las estrellas rara vez nacen aisladas, sino más bien en cúmulos y asociaciones de estrellas en donde interactúan entre sí durante el proceso de formación estelar. Por lo tanto, se deben estudiar las propiedades tanto de estrellas individuales como de los cúmulos individuales, en diferentes condiciones ambientales. El tema central de este trabajo de Tesis es la formación de estrellas masivas en diferentes ambientes, principalmente en nuestra Galaxia, para lo cual nos centraremos en las evidencias observacionales de cada uno de los escenarios que estudiaremos.

En este capítulo se presenta el contexto general en el que se desarrolla la presente investigación, estableciendo la relevancia del estudio de la formación estelar en la Vía Láctea y en algunas galaxias del Grupo Local. Se detallan los principales desafíos teóricos y observacionales que trascienden al fenómeno de formación estelar masiva. Además, se describen los objetivos y alcances del trabajo, situando la investigación dentro del panorama actual de la astrofísica estelar.

1.1. Regiones de formación estelar

1.1.1. Nubes moleculares

Las nubes moleculares son los principales sitios donde ocurre la formación estelar en nuestra Galaxia. Corresponden a las regiones más frías ($T \sim 10 - 30$ K) y densas ($n_H = 10^2 - 10^3$ cm $^{-3}$) del medio interestelar (*Interstellar Medium*, ISM) Galáctico, ocupando solo una

pequeña fracción de su volumen ($< 1\%$). Pueden presentar tamaños lineales > 10 pc y masas $> 10^4 M_\odot$ (en cuyo caso se conocen como nubes moleculares gigantes), hasta tamaños mucho más modestos de $2-5$ pc y masas $\gtrsim 10^2 M_\odot$ (Gnedin et al. 2016). Están compuestas principalmente de hidrógeno molecular (H_2), así como también de otras moléculas en menor cantidad como el monóxido de carbono (CO), amoníaco (NH_3), agua (H_2O), monosulfuro de carbono (CS), cianuro de hidrógeno (HCN), o hidrocarburos simples (CH). Debido a que la molécula de H_2 es muy difícil de detectar bajo condiciones típicas de densidad y temperatura, se utilizan las demás moléculas mencionadas (principalmente CO) para estudiar las condiciones físicas de la región (Lada 1976, Tielens 2005, Miville-Deschênes et al. 2017).

Las observaciones en radio con alta resolución angular, han revelado que las nubes moleculares no se distribuyen de forma homogénea, sino que presentan un alto grado de sub-estructuras en forma de burbujas, filamentos, grumos moleculares y núcleos moleculares densos (Williams et al. 2000, Churchwell et al. 2006, Molinari et al. 2010). Los grumos moleculares corresponden a sub-regiones de menor tamaño ($0.1 - 2$ pc) y mayor densidad ($10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$) que se cree son las precursoras de los cúmulos estelares. En cambio, los núcleos densos son sub-regiones aún más pequeñas ($\lesssim 0.1$ pc) y densas ($> 10^5 \text{ cm}^{-3}$), que resultan ser las semillas que darán origen a las estrellas. Por otra parte, es común ver como los filamentos se intersecan y convergen en regiones de alta densidad conocidas como *hub* (Myers 2009), las cuales reúnen las condiciones necesarias para la formación de cúmulos estelares masivos (Motte et al. 2018, Seshadri et al. 2024). En la Figura 1.1.1 se presenta una ilustración con algunas de las estructuras que componen a las nubes moleculares.

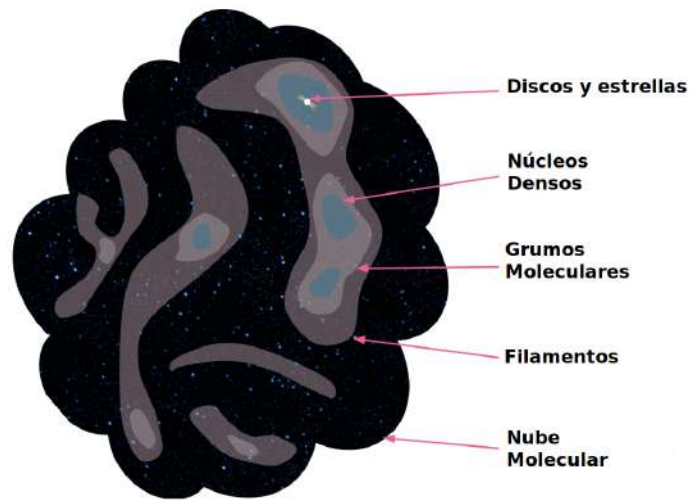


Figura 1.1.1: Ilustración de una nube molecular, junto con las diferentes sub-estructuras que la componen. Créditos de imagen: Areal (2022), Figura 2.3.

1.1.2. Regiones HII

Las regiones HII corresponden a burbujas de gas ionizado por fotones con una energía mayor a la energía de ionización del hidrógeno ($h\nu > 13.6 \text{ eV}$), por ende solo pueden ser producidas por estrellas de tipo espectral O y B-temprano. Debido a que estas estrellas viven relativamente poco ($< 10-20$ Myr), las regiones HII son manifestaciones de la formación reciente de estrellas masivas en galaxias espirales e irregulares (Kennicutt &

Evans 2012). En nuestra Galaxia, se concentran principalmente en los brazos espirales, siendo también trazadoras arquetípicas de su estructura espiral (ver Figura 1.1.2). Las regiones HII se detectan principalmente a través de la emisión extendida de $H\alpha$ en el óptico (Rodgers et al. 1960) o $Br\gamma$ infrarrojo cercano (Roman-Lopes et al. 2003), aunque también es posible localizarlas a través de su emisión extendida en el infrarrojo medio (Churchwell et al. 2006, Anderson et al. 2014), y a través de líneas de recombinación ondas de radio (Caswell & Haynes 1987, Wenger et al. 2021).

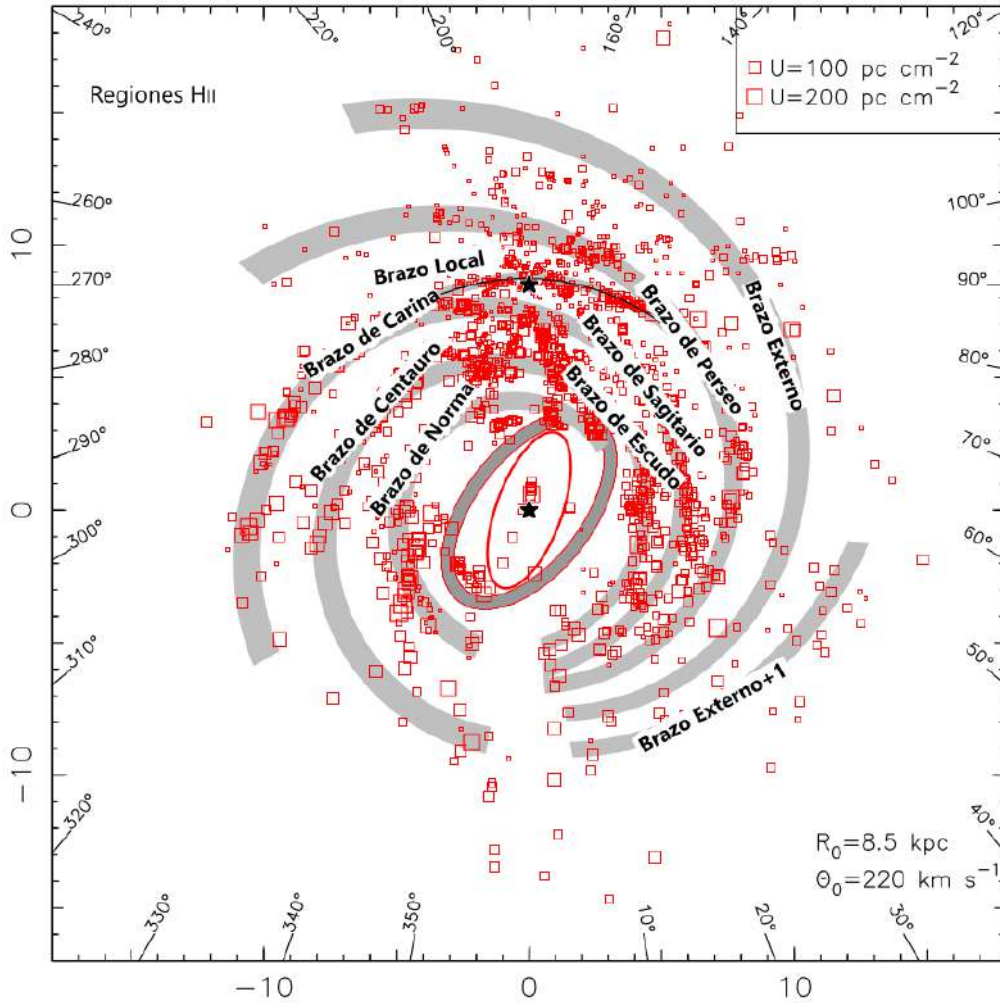


Figura 1.1.2: Distribución de regiones HII proyectadas en el plano Galáctico, sobrepuestas sobre un modelo polinómico-logarítmico con 6 brazos espirales. El área de los cuadrados rojos es proporcional al parámetro de excitación U (medida de la intensidad del campo de radiación ionizante). La elipse roja central representa la barra Galáctica. El Sol se ubica en $(x, y) = (0, 8.5)$ kpc, mientras que el centro Galáctico está en $(x, y) = (0, 0)$ kpc. Créditos de imagen: Hou & Han (2014), Figura 5.

Las regiones HII presentan temperaturas del orden de $\sim 10^4$ K, altas presiones y elevadas velocidades térmicas ($\lesssim 10$ km s $^{-1}$), de forma que se expanden en el medio local perturbando y/o destruyendo nubes moleculares ligadas gravitacionalmente (e.g. Dale et al. 2014). Además, pueden ser clasificadas según el estado evolutivo en el que se encuentren. Primero, se gestan las regiones HII hiper-compactas y ultra-compactas durante la rápida fase de

acreción de la protoestrella masiva, y se caracterizan por tener diámetros muy pequeños (< 0.1 pc) y densidades muy altas ($> 10^4$ cm $^{-3}$). Luego atraviesa una fase compacta, hasta evolucionar a una región HII clásica que presenta típicamente diámetros $> 0.5 - 10$ pc y densidades $\sim 10^2$ cm $^{-3}$ (Tielens 2005). Además, existen regiones HII gigantes y supergigantes (diámetros $\gtrsim 100$ pc y densidades $\lesssim 30$ cm $^{-3}$) que albergan docenas de estrellas OB, son visibles incluso en galaxias distantes y proporcionan información clave sobre su historia de formación estelar (e.g. García-Benito et al. 2007, Crowther 2019, Geist et al. 2022).

1.2. Formación de estrellas de baja masa

Las regiones de formación estelar cercanas al Sistema Solar no son lo suficientemente densas ni masivas para formar estrellas de alta masa, pero permiten estudiar en detalle el fenómeno de formación estelar para estrellas de baja masa.

La visión clásica de la formación estelar comienza con la fragmentación gravitacional de la nube molecular parental en grumos, y subsecuentemente en núcleos densos, los cuales están gravitacionalmente ligados (ver Figura 1.1.1). Para que los núcleos colapsen gravitacionalmente para formar una estrella, deben alcanzar una masa mínima (masa de Jeans, M_J) para contrarrestar la presión térmica del gas:

$$M_J = \left(\frac{5k_B T}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho} \right)^{1/2} \simeq 1.1 \left(\frac{T}{10 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{\rho}{10^{-19} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1/2} [M_\odot] \quad (1.2.1)$$

En donde k_B es la constante de Boltzmann, G es la constante gravitacional, m_H la masa de un átomo de hidrógeno, μ el peso molecular medio de las partículas que componen el gas, y T y ρ son la temperatura y densidad del gas, respectivamente. Cuando la masa del núcleo es mayor que la masa de Jeans, se dice que el núcleo está gravitacionalmente ligado y (en ausencia de turbulencia interna) colapsará. Alternativamente, se puede definir el radio mínimo (longitud de Jeans, R_J) para que el núcleo esté gravitacionalmente ligado:

$$R_J = \left(\frac{15k_B T}{4\pi\rho G\mu m_H} \right)^{1/2} \simeq 0.06 \left(\frac{T}{10 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{\rho}{10^{-19} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1/2} [\text{pc}] \quad (1.2.2)$$

En ausencia de otras fuerzas, se puede definir el tiempo característico (tiempo de caída libre, t_{ff}) que demora el gas en colapsar hacia el centro del núcleo:

$$t_{\text{ff}} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho} \right)^{1/2} \simeq 0.21 \left(\frac{\rho}{10^{-19} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1/2} [\text{Myr}] \quad (1.2.3)$$

Debido a que t_{ff} depende de ρ , el colapso inicia en el centro, las partes más internas del núcleo colapsan más rápido, y las partes externas colapsan más lentamente. A esta visión se le acuñó el término colapso *inside-out* (Shu et al. 1987, McKee & Ostriker 2007).

La inclusión de campos magnéticos tiene efectos significativos sobre el proceso de formación estelar. Durante el colapso de una nube molecular, los campos magnéticos proporcionan un soporte adicional que contrarresta la contracción gravitacional del gas. Si partimos de la condición de que la energía magnética es igual a la energía gravitacional, entonces para

una nube molecular se puede calcular la masa crítica M_Φ para que el campo magnético domine

$$M_\Phi = C_\Phi \frac{\Phi}{G^{1/2}} \simeq 10^3 \left(\frac{B}{30 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{R}{2 \text{ pc}} \right)^2 [M_\odot] \quad (1.2.4)$$

en donde Φ es el flujo magnético desde atrás de la nube, B el módulo del campo magnético, R el radio de la nube molecular, y C_Φ una constante que depende de la distribución interna de densidad y campos magnéticos. Los valores típicos de C_Φ están en el rango $\sim 0.13 - 0.17$ (Shu et al. 1987, McKee & Ostriker 2007). Si la nube es magnéticamente supercrítica ($M/M_\Phi > 1$) entonces los campos magnéticos por si mismos no pueden prevenir el colapso gravitacional, pero si la nube es magnéticamente subcrítica ($M/M_\Phi < 1$) entonces el colapso gravitacional no es posible. Por supuesto que la turbulencia interna del gas aporta presión adicional en contra del colapso gravitacional, sumado a fuentes de turbulencia externa que afectan el colapso como la retroalimentación estelar, las explosiones de supernovas cercanas, o las ondas de densidad de nuestra Galaxia (Elmegreen & Scalo 2004, Brunt et al. 2009, Hennebelle & Falgarone 2012).

El colapso inicia como un proceso isotérmico, debido a que es lo suficientemente lento para que la energía gravitacional sea liberada en el infrarrojo lejano y que el medio sea ópticamente delgado en estas longitudes de onda. Una vez que la densidad central aumenta lo suficiente ($\sim 10^{13} \text{ g cm}^{-3}$), la emisión de polvo se vuelve ópticamente gruesa a la radiación y el exceso de energía ya no puede ser irradiada de forma eficiente (Larson 1969). Luego, la temperatura (y presión) del núcleo aumenta lo suficiente para disociar el gas de H_2 circundante, generando un segundo colapso gravitacional que formará una protoestrella rodeada de un disco rotatorio de gas y polvo (Ahmad et al. 2023). En presencia de campos magnéticos, existe un transporte eficiente de momento angular desde las partes más internas (disco de acreción) hacia las partes externas (envoltura circunestelar), permitiendo que el material colapse más eficientemente (McKee & Ostriker 2007). El material atraviesa choques de acreción mientras cae hacia la protoestrella central y hacia el disco, el cual sumado a la acreción del disco hacia la protoestrella, producen la mayor parte de la luminosidad observada. Shu (1977) derivó una expresión que permite calcular la tasa de acreción para una protoestrella de baja masa, suponiendo que el colapso ocurre en una esfera isotérmica singular:

$$\dot{M} \simeq 4.36 \times 10^{-6} \left(\frac{T}{20 \text{ K}} \right)^{3/2} [M_\odot \text{ yr}^{-1}] \quad (1.2.5)$$

en donde el valor de T oscila entre $10 - 20 \text{ K}$ y permite calcular tasas de acreción de $\sim 10^{-5} - 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, las cuales están de acuerdo con valores típicos obtenidos en simulaciones (e.g. Bate 2019) y en observaciones (e.g. Fiorellino et al. 2023). La presencia de campos magnéticos a gran escala, permite la formación de vientos magnéticos que son expulsados en forma de chorros (*jets*) colimados y flujos de masa bipolares, los cuales afectan la tasa de acreción de la protoestrella central (McKee & Ostriker 2007).

Debido a que la protoestrella se encuentra rodeada de una envoltura opaca a la radiación, la distribución espectral de energía (*Spectral Energy Distribution*, SED) se comporta como un cuerpo negro, en donde la temperatura de la envoltura re-irradia la emisión proveniente de la protoestrella y de la luminosidad causada por los choques de acreción, y tiene su máximo de intensidad en la región sub-milimétrica del espectro electromagnético (ver

Figura 1.2.1). Una vez que la protoestrella alcanza temperaturas centrales $> 10^6$ K inicia la fusión de deuterio, un isótopo estable del átomo de hidrógeno, proceso que mantiene aproximadamente constante la temperatura central de la protoestrella. Cuando se agota el deuterio del núcleo, nuevamente aumenta la temperatura central hasta valores $> 10^7$ K que permiten iniciar la fusión de hidrógeno. En este punto se dice que la estrella ha nacido, y entra a la secuencia principal de edad cero (*Zero-Age Main Sequence*, ZAMS). Se puede estimar el tiempo característico que le toma a la estrella alcanzar la ZAMS (escala de tiempo Kelvin-Helmholtz, t_{KH}), a partir de la razón entre la energía potencial gravitacional de la protoestrella y la tasa a la que irradia energía:

$$t_{\text{KH}} = \frac{GM^2}{RL} \simeq 30 \left(\frac{M}{1M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{R}{1R_{\odot}} \right)^{-1} \left(\frac{L}{1L_{\odot}} \right)^{-1} [\text{Myr}] \quad (1.2.6)$$

en donde M , R y L corresponden a la masa, radio y luminosidad de la estrella, respectivamente. Para una estrella de baja masa ($\sim 1 M_{\odot}$), este tiempo es más largo (~ 10 Myr) que los tiempo típicos de acreción dados por t_{ff} (~ 0.1 Myr), por lo que la estrella entra a la ZAMS cuando la acreción ya ha finalizado.

El proceso descrito anteriormente ilustra la física fundamental detrás del proceso de formación de estrellas de baja masa. Desafortunadamente, este proceso no describe la formación de estrellas de alta masa debido a diversas limitaciones físicas que serán explicadas en la Sección 1.3.

1.2.1. Etapas observadas en la formación de estrellas de baja masa

Es común referirse a las estrellas de baja masa que están en proceso de formación como objetos estelares jóvenes (*Young Stellar Objects*, YSO), mientras que cuando están próximas a entrar a la secuencia principal (*Main Sequence*, MS) se les conoce como estrellas de pre-secuencia principal (*Pre-Main Sequence*, PMS). Los YSO pueden clasificarse según su fase evolutiva en las Clases 0, I, II y III (Lada 1987, Andre & Montmerle 1994). Dicha clasificación se basa en la forma que tiene la SED en el infrarrojo y se definen según el valor del índice espectral (α_{IR}) definido en el rango $\sim 2 - 100 \mu\text{m}$:

$$\alpha_{\text{IR}} = \frac{d \log(\lambda F_{\lambda})}{d \log \lambda} \quad (1.2.7)$$

en donde λ es la longitud de onda de la radiación y F_{λ} es la densidad de flujo espectral. En la Figura 1.2.1 se presenta un esquema con la SED que caracteriza a cada fase evolutiva de los YSO.

Clase 0

Objetos muy jóvenes ($< 10^5$ yr) que aún están en fase de colapso. La SED se comporta como un cuerpo negro cuyo máximo de intensidad se sitúa en longitudes de onda sub-milimétricas ($> 100 \mu\text{m}$). La emisión proviene de la envoltura de material frío ($T < 70$ K) y no de la protoestrella central. Son indetectables en longitudes de onda $< 20 \mu\text{m}$.

Clase I

Objetos jóvenes que ya han acumulado la mayor parte de su masa final. La SED se desplaza hacia longitudes de onda infrarrojas, y corresponde a la combinación de un cuerpo negro producto de la protoestrella central, sumada a un exceso de emisión infrarroja proveniente

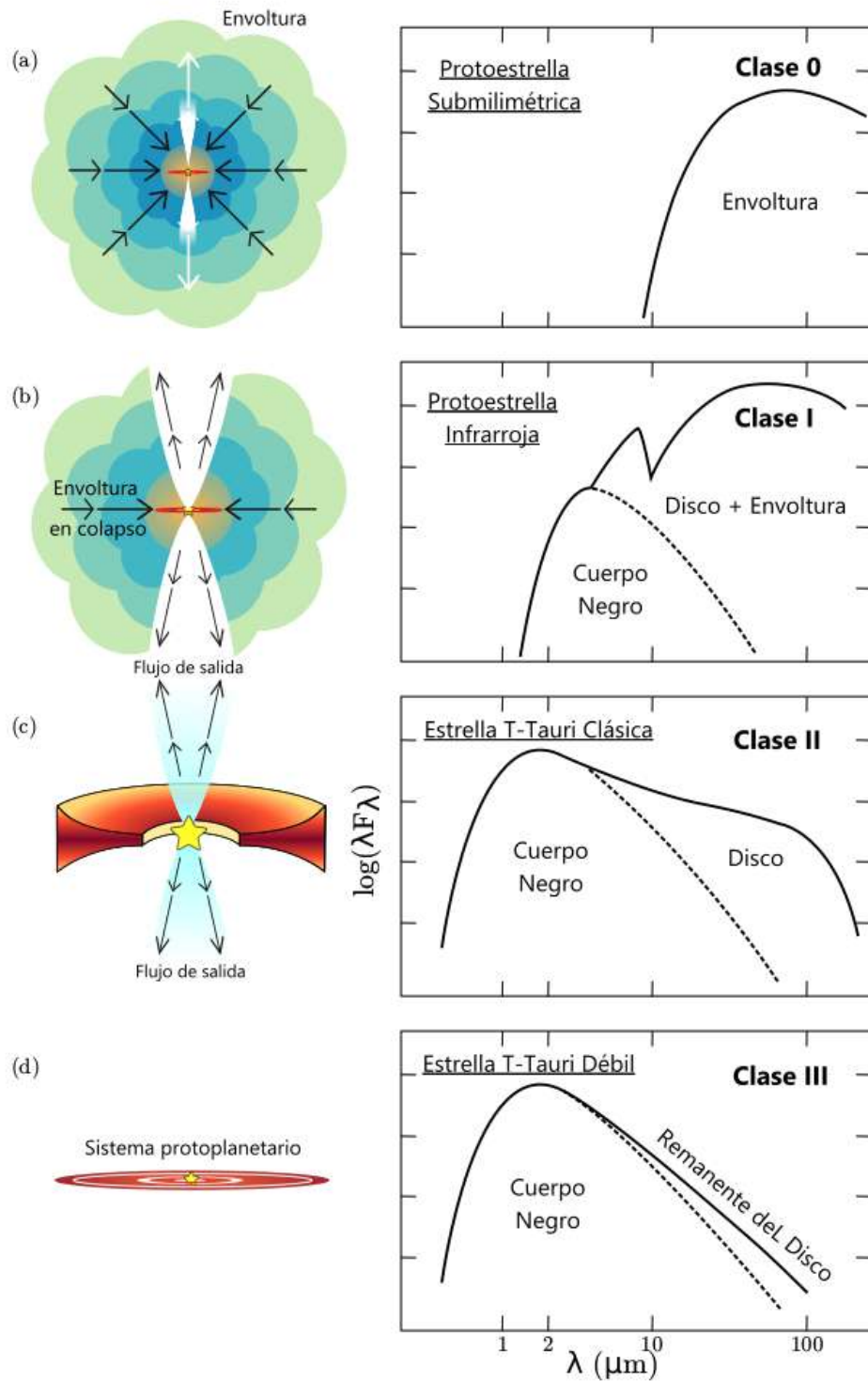


Figura 1.2.1: Secuencia empírica de la formación y evolución de una estrella individual de baja masa (izquierda), a partir del colapso gravitacional de un núcleo denso. La clasificación de los YSOs de Clase 0 a Clase III, se basa en la forma de la SED (derecha). *Créditos de imagen:* Sokolov (2018), Figura 1.4.

de la envoltura de material tibio. La luminosidad está dominada por los choques de acreción, siendo sistemáticamente más luminosas que los YSO de Clase II y III. El índice espectral es positivo en este caso ($0 < \alpha_{\text{IR}} < 3$).

Clase II

Objetos caracterizados por la presencia de un disco circunestelar de material, el cual se conoce como disco protoplanetario. La SED se desplaza hacia longitudes de onda más cortas, y está compuesta por la radiación de cuerpo negro de la estrella central, junto con un exceso de emisión infrarroja proveniente del disco protoplanetario. El índice espectral se vuelve negativo ($-2 < \alpha_{\text{IR}} < 0$) y ahora la estrella es detectable en longitudes de onda ópticas. Estos objetos corresponden a las estrellas T Tauri clásicas.

Clase III

Objetos que están próximos a entrar a la MS y ya han perdido casi la totalidad de su envoltura de material. La SED es similar a la de un cuerpo negro de una fotosfera enrojecida, aunque presenta un pequeño porcentaje de exceso de emisión infrarroja del disco protoplanetario que está próximo a desaparecer. El índice espectral se vuelve más negativo aún ($\alpha_{\text{IR}} < -2$). Estos objetos corresponden a las estrellas T Tauri débiles, y representan la última etapa antes de entrar a la ZAMS.

1.3. Formación de estrellas de alta masa

Las estrellas masivas juegan un rol fundamental en la dinámica y evolución química de sus galaxias anfitrionas. El término estrella masiva se refiere a una estrella capaz de producir una supernova de colapso de núcleo (supernovas de tipo Ib, Ic, Id y II) al final de su vida, lo cual ocurre para masas $> 8 M_{\odot}$ si su metalicidad es similar a la del Sol. Los fuertes vientos estelares, radiación UV ionizante, regiones HII en expansión y explosiones de supernova de estrellas masivas, enriquecen el ISM con elementos químicos pesados y regulan la tasa de formación estelar local. Sin embargo, los mecanismos que permiten la formación de estrellas masivas, y si existe un límite superior a la masa que pueden producir estos mecanismos, ha sido un problema para la astrofísica estelar desde los años 70 (e.g. [Larson & Starrfield 1971](#)), puesto que existen limitaciones físicas que podrían inhibir la acreción de material hacia las protoestrellas masivas, a diferencia de lo que ocurre en estrellas de baja masa.

1.3.1. Desafíos en la formación estelar masiva

La gran mayoría de estrellas se forman por el colapso de núcleos moleculares gravitacionalmente inestables, y la subsecuente acreción de gas frío en las protoestrellas centrales (Sección 1.2). Por ende, es razonable pensar que las estrellas de alta masa se formarán en ambientes de alta densidad y con grandes reservorios de masa que (potencialmente) será acrecido por las semillas protoestelares ([Krumholz & McKee 2008](#), [Fedriani et al. 2023](#)). Aún así, que exista un gran suministro de material disponible no garantiza que pueda ser acrecido por un único objeto, produciendo así una estrella masiva. Existen cuatro grandes problemas que interfieren con la acreción de material interestelar en la protoestrella masiva: fragmentación, presión de radiación, fotoionización y vientos estelares.

A continuación, se describe en detalle cada uno de estos problemas.

Fragmentación

Cuando un núcleo denso gravitacionalmente inestable colapsa, tiende a producir objetos con una masa comparable a la masa de Jeans (Ecuación 1.2.1), por lo que núcleos con masas mucho mayores tienden a fragmentarse en muchos objetos pequeños en lugar de formar un objeto grande y masivo. Si bien, este fenómeno también se observa en simulaciones (e.g. Dobbs et al. 2005, Peters et al. 2010b), estas últimas incluyen únicamente hidrodinámica y gravedad. Las simulaciones más recientes incluyen un mayor rango de procesos físicos, las cuales sugieren que la fragmentación se ve reducida por dos factores principales: la retroalimentación estelar y los campos magnéticos.

La retroalimentación estelar reduce la fragmentación al aumentar la temperatura del gas, y por ende la masa de Jeans (Ecuación 1.2.1). Este efecto es importante al considerar la retroalimentación causada por protoestrellas de baja masa que se forman antes que las protoestrellas masivas. Por ejemplo, Krumholz & McKee (2008) determinaron que la retroalimentación de protoestrellas de baja masa en proceso de acreción, suprimen eficientemente la fragmentación en regiones con altas densidades de columna ($> 1 \text{ g cm}^{-2}$), y así permite la formación de estrellas masivas de hasta $\sim 100 - 200 M_{\odot}$. Por el contrario, Peters et al. (2010b) encontraron que el calentamiento radiativo por estrellas de baja masa no previene la fragmentación aunque sí aumenta la masa de Jeans, resultando en menos estrellas y más masivas que sin el calentamiento. No obstante, las simulaciones de Peters et al. (2010b) están limitadas a ambientes de menor densidad ($< 0.3 \text{ g cm}^{-2}$) en comparación a las densidades típicas encontradas en regiones de formación estelar masiva (e.g. Plume et al. 1997).

Los campos magnéticos suprimen la fragmentación de dos formas. La primera forma, es que remueven el momento angular de las partes más internas del núcleo hacia las partes más externas (Hosking & Whitworth 2004), inhibiendo la formación de estructuras rotacionalmente aplanadas (i.e. discos de acreción) que son propensas a la fragmentación y colapso (Toomre 1964, Stahler & Palla 2004). A este proceso se le conoce como *frenado magnético* (o *magnetic braking*). La segunda forma, es que proveen un soporte extra que previene el colapso gravitacional (siempre que $M/M_{\Phi} < 1$), reduciendo el nivel de fragmentación en hasta un factor ~ 2 cuando se incluyen niveles realistas de magnetización (Hennebelle et al. 2011).

Ambos efectos son complementarios entre sí, en el sentido en que uno opera en regiones donde el otro es más débil (e.g. Zhang et al. 2014). La retroalimentación estelar ayuda a suprimir la fragmentación dentro de $\sim 1000 \text{ AU}$ de la protoestrella central, mientras que los campos magnéticos operan en regiones más allá de 1000 AU . De esta forma, la combinación de ambos efectos permitiría la formación de núcleos masivos individuales, en lugar de fragmentarse en muchos núcleos de baja masa (ver Figura 1.3.1).

Presión de radiación

La fuerza gravitacional por unidad de masa ejercida por la estrella sobre el material circunestelar (f_{grav}) y la fuerza de radiación (f_{rad}) generada por la estrella, presentan la misma dependencia radial. De esta forma, la fuerza neta apuntará hacia la estrella solo si

$$f_{\text{grav}} = \frac{GM}{r^2} > \frac{\kappa L}{4\pi r^2 c} = f_{\text{rad}} \quad (1.3.1)$$

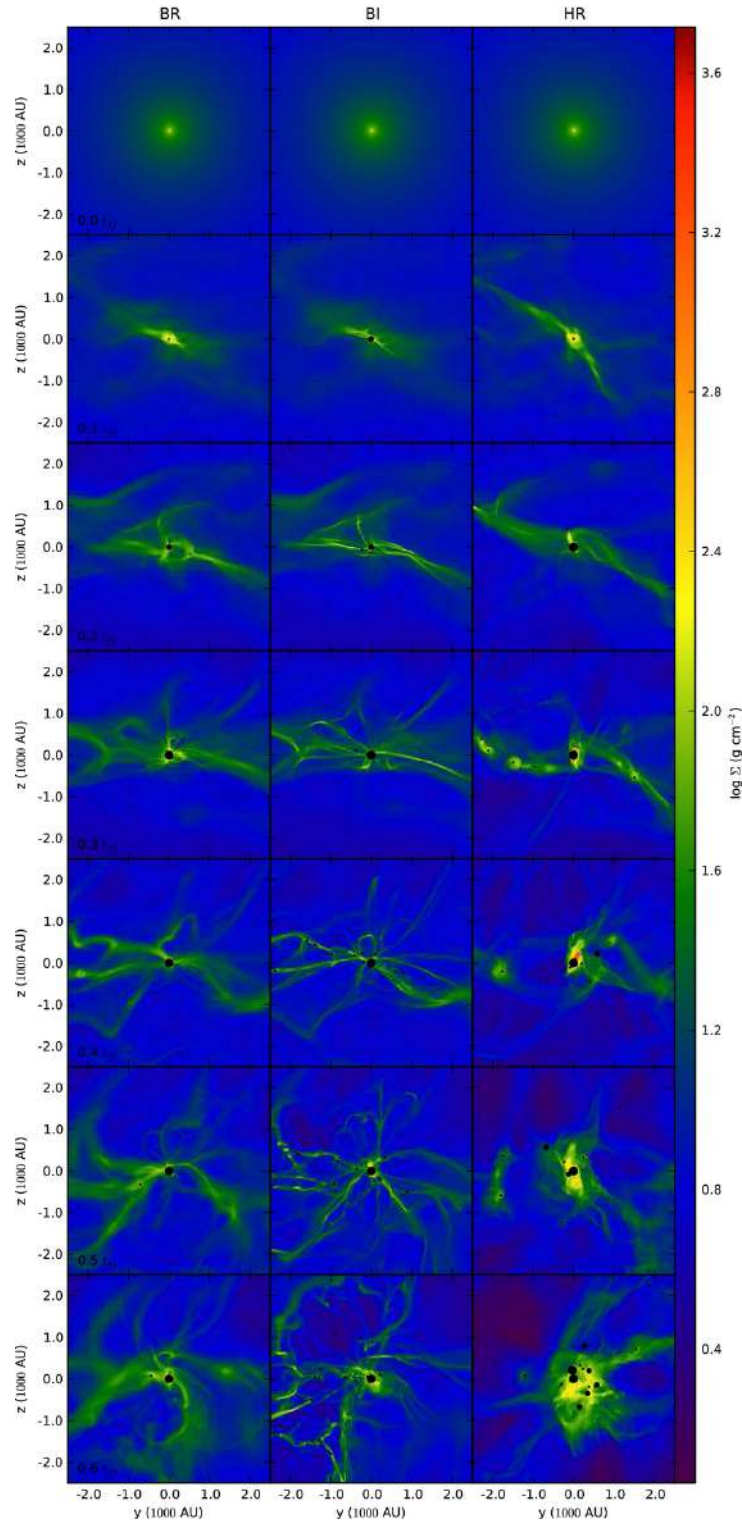


Figura 1.3.1: Densidad de columna de las simulaciones del colapso de núcleos pre-estelares masivos, considerando la combinación de campos magnéticos y retroalimentación estelar (*paneles izquierdos*), solo campos magnéticos (*paneles centrales*) y solo retroalimentación estelar (*paneles derechos*). Las imágenes están tomadas para seis tiempos diferentes, están a lo largo del eje X, y los campos magnéticos están inicialmente orientados a lo largo del eje Z. Los círculos negros corresponden a estrellas cuyo tamaño se relaciona con su masa. *Créditos de imagen: Myers et al. (2013), Figura 2.*

en donde M y L es la luminosidad de la estrella, κ la opacidad del material circunestelar, y r la distancia de la estrella a un trozo de material. La expresión se puede reescribir como

$$\frac{L}{M} < 2500 \left(\frac{\kappa}{5 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}} \right)^{-1} [L_{\odot}/M_{\odot}] \quad (1.3.2)$$

De esta forma, para una estrella de masa $M = 20 M_{\odot}$ y $L = 6.6 \times 10^4 L_{\odot}$ (ver Tabla 1 de [Martins et al. \(2005\)](#)) obtenemos $L/M = 3300 L_{\odot}/M_{\odot}$, por ende la opacidad de material debe ser $\kappa > 6.6 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ para evitar revertir el flujo de materia hacia la estrella central.

Si bien, la elección de una opacidad κ adecuada permitiría la formación de estrellas con masas mayores a $20 M_{\odot}$, simulaciones hidrodinámicas 1D con simetría esférica han revelado que la presión de radiación es suficiente para detener la acreción en protoestrellas masivas de masas $M \sim 20 M_{\odot}$ con abundancias típicas de la Vía Láctea (e.g. [Wolfire & Cassinelli 1987](#)). Por otra parte, simulaciones radiativo-hidrodinámicas en 2D han encontrado que el disco de acreción permite canalizar la radiación lejos, permitiendo la formación de estrellas de hasta $\sim 40 M_{\odot}$ (e.g. [Yorke & Sonnhalter 2002](#)). Además de eso, simulaciones más sofisticadas en 3D han encontrado que no existe un límite superior a la cantidad de material que se puede acrecer, dado que los flujos másicos de la protoestrella masiva genera cavidades que permiten que la radiación escape eficientemente (e.g. [Krumholz et al. 2009](#)). Pese a todo, no hay un consenso claro sobre si la presión de radiación puede detener la acreción, aunque la idea más aceptada actualmente es que no debería representar un impedimento para formar con masas arbitrariamente altas.

Fotoionización

Las protoestrellas de alta masa emiten radiación ionizante debido a las altas temperaturas superficiales que alcanzan a medida que evolucionan hacia la MS. Por ejemplo, una estrella de $20 M_{\odot}$ emite $\sim 2.4 \times 10^{48} \text{ s}^{-1}$ fotones del continuo de Lyman ([Martins et al. 2005](#)).

Primero se ioniza la cavidad interna generada por los flujos de salida, y se confina la región HII a esta región, a la cual se le conoce como región HII hiper-compacta ([Tan & McKee 2003](#)). En este punto, la estructura de la región HII es detectable en longitudes de onda de radio debido al Bremsstrahlung térmico del plasma a $\sim 10^4 \text{ K}$ (e.g. [Sewilo et al. 2011](#)). Debido a que el momento acarreado por el flujo de salida domina sobre la presión térmica de la región HII, los efectos de la fotoionización serán efectivos una vez que la cavidad completa sea ionizada. Luego, comenzará a deteriorar la envoltura del núcleo hasta que deje expuesto el disco de acreción, por lo que la radiación ionizante puede fotoevaporar el disco y así limitar la cantidad de material que puede acrecer la protoestrella ([Richling & Yorke 1998](#), [Keto 2007](#)). No obstante, los modelos de [Peters et al. \(2011\)](#) y [Dale et al. \(2012\)](#) encontraron que la fotoionización, en general, es incapaz de detener los flujos de acreción, debido a que la mayor cantidad de material contenido en estructuras densas y filamentosas del disco que son resistentes a la ionización. La masa límite para que la fotoionización detenga la acreción va desde $\sim 70 M_{\odot}$ hasta $> 100 M_{\odot}$ ([Dale et al. 2005](#)).

La fotoevaporación del disco puede haber sido un factor importante para limitar la acreción en la formación de estrellas masivas primordiales. Por un lado, el modelo propuesto por [McKee & Tan \(2008\)](#) sugiere que la radiación ionizante genera una región HII que barre con el material en las regiones polares del disco de acreción para masas $\sim 50 - 100 M_{\odot}$, y que la pérdida de masa debido a la fotoevaporación del disco detiene la acreción para

masas $\sim 140 M_{\odot}$. Por otro lado, los modelos de [Hosokawa et al. \(2011\)](#) y [Stacy et al. \(2012\)](#) alcanzaron conclusiones cualitativas similares, pero con masas límites de $\sim 40 - 60 M_{\odot}$ para detener la acreción. Por último, el modelo de [Hosokawa et al. \(2012\)](#) consideró la formación de estrellas masivas de segunda generación ionizadas externamente antes del colapso gravitacional, encontrando una masa límite mucho más baja de $\sim 17 M_{\odot}$. Sin embargo, en la generación actual de estrellas masivas pueden haber otros efectos a considerar. Por ejemplo, la presencia de polvo permite absorber una fracción de fotones ionizantes, sirviendo como un “escudo” para el disco de acreción (e.g. [Nakano 1989](#), [Wolfire et al. 2010](#)). Aunque para una metalicidad solar, solo una pequeña fracción de la radiación ionizante es absorbida por los granos de polvo, mientras que el resto es absorbida por los átomos de hidrógeno ([Krumholz & Matzner 2009](#)). Por ende, es poco claro hasta que punto la fotoionización puede limitar la formación de estrellas masivas individuales.

Vientos estelares

Dado que los tiempos de Kelvin-Helmholtz son muy cortos (Ecuación 1.2.6), las estrellas masivas desarrollan fuertes vientos a medida que alcanzan la ZAMS. Cuando la temperatura superficial de las estrellas masivas supera los 2.1×10^4 K (o equivalentemente $\sim 20 M_{\odot}$), se generan vientos rápidos e impulsados por radiación ([Vink et al. 2000](#), [Vink et al. 2001](#)). El momento transportado por los vientos es aproximadamente la mitad del momento que lleva el campo de radiación estelar (e.g. [Repolust et al. 2004](#)), por lo que si la presión de radiación no es suficiente para detener la acreción, los vientos estelares tampoco.

Por otra parte, debido a que el viento alcanza velocidades terminales $\gtrsim 2000 \text{ km s}^{-1}$ en estrellas de tipo O ([Vink 2022](#)), al chocar con los densos flujos de acreción hará que el gas alcance temperaturas de hasta $> 10^7$ K ([Weaver et al. 1977](#)). El gas permanece caliente en lugar de enfriarse radiativamente, queda confinado y ejerce una presión que puede interferir con el flujo de acreción. Al igual que con la radiación, el viento tiende a escaparse a través de cavidades en el gas circundante en lugar de quedar confinado y aumentar la presión, aunque dicho efecto operaría en cúmulos estelares masivos (e.g. [Tenorio-Tagle et al. 2007](#)) y su impacto en la formación de estrellas individuales aún se desconoce. Por consiguiente, los vientos estelares son un factor a tener en cuenta durante la formación de estrellas masivas, pero no imponen límites significativos a la masa que pueden alcanzar las estrellas por la acreción de material.

1.3.2. Mecanismos de formación estelar masiva

A día de hoy, sabemos que la formación de estrellas masivas es un proceso muy complejo, el cual está influenciado tanto por las condiciones locales de los núcleos y grumos moleculares ([Zinnecker & Yorke 2007](#)), como también por la dinámica a gran escala de la nube molecular en la cual se encuentran ([Motte et al. 2018](#)). Por ende, para entender mejor la gran diversidad de mecanismos existentes, los separaremos en dos grupos principales: aquellos que operan en una *escala pequeña* y aquellos que operan en una *escala grande*. En el primer grupo, consideraremos los procesos que gobiernan el crecimiento individual de la protoestrella masiva y su entorno inmediato ($\sim 10^{-3} - 3 \text{ pc}$). En el segundo grupo, consideraremos los procesos que establecen las condiciones iniciales para la formación estelar masiva, el cual regula el flujo de gas a escalas de nubes y filamentos ($\sim 3 - 10^2 \text{ pc}$). El límite de 3 pc fue definido teniendo en cuenta los tamaños típicos de grumos moleculares (ver Sección 1.1.1). En la Tabla 1.3.1 se compilan y describen brevemente los mecanismos

de formación estelar masiva identificados en la literatura.

Mecanismo	Escala	Descripción	Ref.
Colapso Monolítico	Pequeña	Formación de una estrella masiva a partir del colapso de un núcleo denso y turbulento, con nula o mínima fragmentación	M03, K08
Acreción Competitiva	Pequeña	Las protoestrellas en un cúmulo compiten por el gas circundante, favoreciendo el crecimiento de aquellas en el centro del potencial	B97, B01
Coalescencia Estelar	Pequeña	Estrellas masivas se forman por colisiones y fusiones de protoestrellas en cúmulos extremadamente densos o en sistemas binarios cerrados	B98, B05
Acreción Regulada por Flujos de Salida	Pequeña	Extensión de la Acreción Competitiva, en donde los flujos de salida protoestelares dispersan el gas y regulan la tasa de acreción hacia las protoestrellas	W10
Inanición Inducida por Fragmentación	Pequeña	Extensión de la Acreción Competitiva, en donde la fragmentación de los discos masivos genera múltiples objetos y reduce la acreción hacia la protoestrella central	P10a, P10b
Formación Secuencial Inducida	Grande	La retroalimentación de estrellas masivas comprimen el gas circundante, permitiendo la formación de nuevas generaciones de estrellas masivas	E77, E88
Colapso Global Jerárquico	Grande	La nube molecular gigante colapsa y se fragmenta en múltiples escalas, formando cúmulos y estrellas masivas en los núcleos más densos	V09, V19
Colisión entre Nubes	Grande	Colisiones supersónicas entre nubes moleculares comprimen el gas, desencadenando la formación de estrellas masivas	H92, I13
Cinta transportadora	Grande	El gas es canalizado hacia regiones de alta densidad siguiendo un patrón de cinta transportadora a gran escala, en donde se forman estrellas y cúmulos masivos	L14
Flujo inercial	Grande	La turbulencia de nubes moleculares genera flujos inerciales convergentes de gas, que suplen material para formar estrellas masivas	P20
Filamentos a Cúmulos	Grande	El gas fluye a lo largo de filamentos hacia sus intersecciones (<i>hubs</i>), donde se forman cúmulos y estrellas masivas.	K20

Tabla 1.3.1: Principales mecanismos de formación estelar masiva identificados en la literatura.

Referencias. B01: [Bonnell et al. \(2001a\)](#), B05: [Bonnell & Bate \(2005\)](#), B97: [Bonnell et al. \(1997\)](#), B98: [Bonnell et al. \(1998\)](#), E77: [Elmegreen & Lada \(1977\)](#), E88: [Elmegreen \(1998\)](#), H92: [Habe & Ohta \(1992\)](#), I13: [Inoue & Fukui \(2013\)](#), K08: [Krumholz \(2008\)](#), K20: [Kumar et al. \(2020\)](#), L14: [Longmore et al. \(2014\)](#), M03: [McKee & Tan \(2003\)](#), P10a: [Peters et al. \(2010a\)](#), P10b: [Peters et al. \(2010b\)](#), P20: [Padoan et al. \(2020\)](#), V09: [Vázquez-Semadeni et al. \(2009\)](#), V19: [Vázquez-Semadeni et al. \(2019\)](#), W10: [Wang et al. \(2010\)](#)

En este trabajo de Tesis, nos enfocaremos en las dos teorías más ampliamente citadas en la literatura: el *colapso monolítico* y la *acreción competitiva* (Zinnecker & Yorke 2007, Motte et al. 2018). Ambas teorías lidian directamente con la acreción de material en núcleos pre-estelares masivos, pero ofrecen una visión contrapuesta y con diferentes predicciones observacionales. El colapso monolítico, viene a ser una extensión a la teoría de formación de estrellas de baja masa, en el cual los núcleos de gas densos pueden colapsar gravitacionalmente para formar una estrella individual o un sistema múltiple (McKee & Tan 2002, Hosokawa & Omukai 2009). La acreción competitiva, propone que una protoestrella masiva acrece material del grumo molecular anfitrión y compite por el material disponible con otras protoestrellas, y en consecuencia las estrellas masivas se forman en un cúmulo de estrellas, tanto masivas como de baja masa (Bonnell et al. 1997, Bonnell & Smith 2011). En este sentido, el colapso monolítico y la acreción competitiva representan dos extremos opuestos de un continuo de posibles escenarios en las teorías de acreción (ver Tabla 1.3.1).

Además, consideraremos un tercer mecanismo que ayuda a complementar las dos teorías de acreción principales: la *coalescencia estelar*. Este mecanismo, propone que las estrellas masivas pueden formarse a través de repetidas colisiones entre estrellas de baja masa en un entorno extremadamente denso (Bonnell et al. 1998, Bonnell & Bate 2002), como también por la fusión de dos estrellas masivas en un sistema binario (Bonnell & Bate 2005). La coalescencia estelar explicaría la formación de las estrellas más masivas ($M > 50 - 100 M_{\odot}$) conocidas a día de hoy.

A continuación, se describe en detalle los tres mecanismos considerados.

Colapso monolítico

Este mecanismo fue propuesto por McKee & Tan (2003) y en esencia se trata de una “versión escalada” de la formación estelar de baja masa. A este escenario también se le conoce como *acreción de núcleos turbulentos*, puesto que las condensaciones que dan origen a las estrellas masivas, están soportadas por la turbulencia (supersónica) interna del gas y los campos magnéticos del medio.

Los núcleos turbulentos colapsan monolíticamente para producir una única estrella masiva (o a lo más $N < 5$ estrellas masivas), en lugar de producir muchas estrellas de baja masa (Krumholz 2006). Además, la tasa de acreción es lo suficientemente alta ($\sim 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) como para sobreponerse a la presión de radiación. La tasa de acreción se puede estimar como (McKee & Tan 2002, 2003)

$$\dot{M} \simeq 4.6 \times 10^{-4} \left(\frac{M_f}{30 M_{\odot}} \right)^{3/4} \left(\frac{\Sigma}{1 \text{ g cm}^{-2}} \right)^{3/4} \left(\frac{M}{M_f} \right)^{1/2} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}] \quad (1.3.3)$$

en donde M_f es la masa final de la estrella y Σ es la densidad de columna del gas. Para condiciones típicas en regiones de formación estelar masiva ($\Sigma \sim 1 \text{ g cm}^{-2}$, Krumholz & McKee 2008), las tasas de acreción alcanzan valores de $10^{-3} - 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Alternativamente, se puede definir el tiempo característico que le toma a la estrella masiva alcanzar su masa final como

$$t_{\text{acc}} \simeq 0.13 \left(\frac{M_f}{30 M_{\odot}} \right)^{3/4} \left(\frac{\Sigma}{1 \text{ g cm}^{-2}} \right)^{3/4} [\text{Myr}] \quad (1.3.4)$$

Para valores típicos, se obtienen tiempos de formación de $t_{\text{acc}} \sim 0.1$ Myr, que son comparables con los tiempos de caída libre t_{ff} (Ecuación 1.2.3). Este escenario proporciona una explicación del descubrimiento de estrellas masivas aisladas en nuestra Galaxia (e.g. Mauerhan et al. 2010, Kalari et al. 2019, Zarricueta Plaza et al. 2023) y en galaxias cercanas (e.g. Bressert et al. 2012, Lamb et al. 2016, Garcia et al. 2019).

El colapso monolítico asume la existencia de núcleos/grupos masivos turbulentos que pueden mantenerse estables y evitar la fragmentación. Krumholz et al. (2007) sugirieron que la ecuación de estado del gas se desvía de una condición isotérmica cuando las densidades de columna son muy altas, dado que el gas se vuelve ópticamente grueso. De esta forma, el calentamiento radiativo puede prevenir la fragmentación, y por ende propiciar la formación de núcleos turbulentos con masas significativamente mayores que las masas típicas de Jeans ($\sim 1 M_{\odot}$). Los campos magnéticos también son capaces de reducir o inhibir la fragmentación a través del frenado magnético (Sección 1.3.1), lo que produce núcleos con perfiles de densidad pronunciados que son resistentes a la fragmentación (Commerçon et al. 2011, Palau et al. 2013). No obstante, diferentes observaciones y simulaciones (e.g. Dobbs et al. 2005, Smith et al. 2009, Peters et al. 2010b, Motte et al. 2018, Oliva & Kuiper 2020) han fallado en encontrar dichos núcleos masivos turbulentos, sino que objetos más pequeños y de menor masa. Incluso se debate si la presencia de campos magnéticos realmente previene la fragmentación, pues el campo es intrínsecamente no isotrópico (Bonnell et al. 2007) y la tensión magnética dificulta la formación de una singularidad central de densidad (Boss 2000).

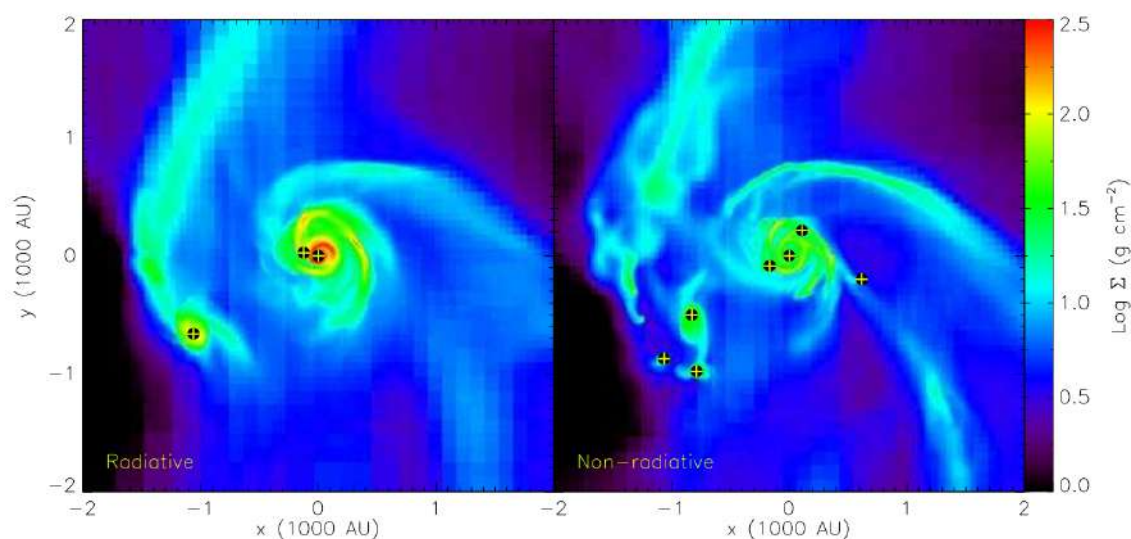


Figura 1.3.2: Densidades de columnas en dos simulaciones del colapso y fragmentación de un núcleo de $100 M_{\odot}$. La simulación del panel izquierdo incluye la retroalimentación radiativa, mientras que la simulación del panel derecho no lo hace. Los signos más indican la posición de las estrellas. *Créditos de imagen:* Krumholz (2008), Figura 1.

Acreción competitiva

Este mecanismo fue propuesto Zinnecker (1982), posteriormente desarrollado por Bonnell et al. (1997), y postula que las estrellas compiten por el reservorio de gas disponible en el grumo molecular parental. Este mecanismo se basa en el hecho de que casi todas ($\gtrsim 95\%$) las estrellas masivas de nuestra Galaxia se encuentran en cúmulos estelares o son estrellas

runaway (Lada & Lada 2003, de Wit et al. 2005, Carretero-Castrillo et al. 2023).

La acreción competitiva asume que el núcleo denso auto-gravitante inicia su colapso por un agente externo y evoluciona en una escala de tiempo menor o aproximadamente dinámica. De esta forma, el colapso es altamente inhomogéneo, el núcleo se enfría rápidamente y se fragmenta en objetos de masa M_J (Ecuación 1.2.1), que es del orden de $1 M_\odot$ para condiciones típicas de regiones de formación estelar masiva (Palau et al. 2013). Estos objetos producen un potencial gravitacional general que canaliza el gas del grumo molecular parental, hacia el centro del potencial. El gas que cae al cúmulo atraviesa dos etapas diferentes (Bonnell et al. 2001b). Inicialmente, el gas es el que domina el potencial gravitacional, por lo que la acreción esta regulada por las fuerzas de marea de cada protoestrella. Durante esta *etapa dominada por el gas*, las estrellas de baja masa acumulan la mayor cantidad de sus masas. Las estrellas de baja masa formadas se agrupan en sub-cúmulos virializados que dominan el potencial gravitacional, y fuerza al gas a hundirse aún más en el pozo de potencial. En esta *etapa dominada por las estrellas*, la tasa de acreción de cada estrella depende de su ubicación y su cinemática dentro del potencial gravitacional. La tasa de acreción puede ser derivada con el formalismo de Bondi-Hoyle (Bondi & Hoyle 1944, Bondi 1952) y su expresión analítica es

$$\dot{M}_{\text{BH}} = 4\pi\rho \frac{(GM)^2}{(v^2 + c_s^2)^{3/2}} \quad (1.3.5)$$

en donde v es la velocidad estelar, M la masa estelar, c_s la velocidad del sonido en el gas y ρ la densidad volumétrica del gas. Durante esta etapa, aquellas estrellas que estén en una posición privilegiada, serán capaces de acrecer a una tasa mucho mayor, aumentando su masa y por ende su radio de influencia gravitacional para atraer más material (Bonnell et al. 1997). De esta forma, las estrellas compiten por el gas disponible en el reservorio local, y aquellas que estén cerca del centro del cúmulo serán capaces de volverse estrellas masivas (ver Figura 1.3.3). Esta visión de la formación estelar masiva permite explicar el espectro de masas observado en cúmulos estelares (e.g. Ascenso et al. 2007), el fenómeno de segregación de masa (Bastian et al. 2010), o la relación observada entre la masa del cúmulo y la masa de la estrella más masiva formada (Weidner & Kroupa 2006).

Las estrellas masivas acumulan la mayoría de su masa ($\gtrsim 90\%$) en la etapa dominada por las estrellas de la acreción competitiva, por lo que la masa final del objeto está determinada por la acreción de Bondi-Hoyle y no por el colapso inicial (Bonnell et al. 1997). El tiempo necesario para formar una estrella masiva se puede estimar como

$$t_{\text{BH}} = t_i + \frac{(v^2 + c_s^2)^{3/2}}{2\pi G^2 M_i^{3/2}} (M^{1/2} - M_i^{1/2}) \quad (1.3.6)$$

en donde M_i es la masa al inicio de la etapa dominada por estrellas, t_i el tiempo que tomó formar una semilla estelar de masa M_i , M la masa final de la estrella, v la velocidad estelar, c_s la velocidad del sonido en el gas y ρ la densidad volumétrica del gas. Si bien, la acreción de Bondi-Hoyle es muy sensible a la densidad del gas y la velocidad de las estrellas, al utilizar valores típicos de regiones de formación estelar se encuentran tiempos de formación de $t_{\text{BH}} \sim 0.1$ Myr (Bonnell & Bate 2006), en acuerdo con los tiempos típicos obtenidos para el colapso monolítico (Ecuación 1.3.4). El material que cada semilla estelar acrece es continuamente reabastecido por el gas del grumo molecular en escalas de tiempo

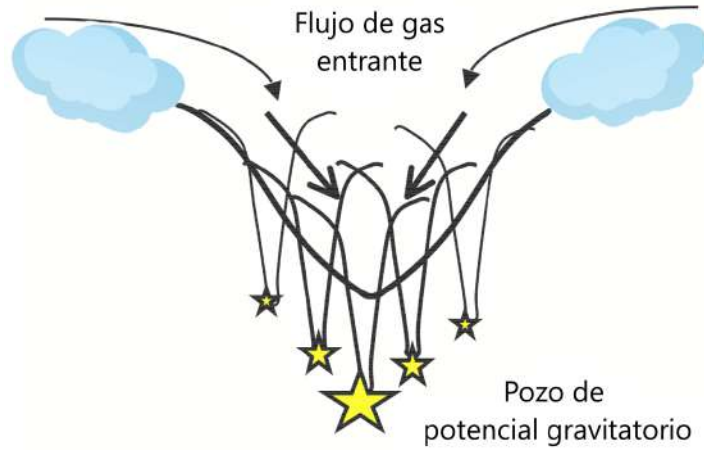


Figura 1.3.3: Esquema que representa la canalización de gas hacia el centro de potencial gravitatorio del cúmulo estelar, durante la etapa dominada por estrellas en la acreción competitiva. *Créditos de imagen: Bonnell (2008), Figura 1.*

< 0.1 Myr (Smith et al. 2009), por lo que el mecanismo de acreción competitiva puede sostener altas tasas de acreción que permiten atenuar los problemas descritos en la Sección 1.3.1.

Coalescencia estelar

Este escenario fue inicialmente propuesto por Bonnell et al. (1998) como una extensión del modelo de acreción competitiva, y postula que las estrellas masivas ($> 10 M_{\odot}$) se forman a través de repetidas colisiones de estrellas de masa intermedia en el núcleo de un cúmulo. No obstante, el principal problema detrás de esta exótica idea, es la diminuta área transversal de las estrellas ($\gtrsim 10^{-8}$ pc) en comparación con las típicas separaciones interestelares observadas en un cúmulo ($\lesssim 1$ pc), además del corto tiempo que se necesita para que ocurran las colisiones ($\lesssim 0.1$ Myr). Si suponemos que el potencial gravitacional induce las colisiones entre estrellas, se puede estimar el tiempo medio entre colisiones como (Binney & Tremaine 1987)

$$t_{\text{coll}} \simeq 1.4 \times 10^9 \left(\frac{n}{\text{pc}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{\sigma}{\text{km s}^{-1}} \right) \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^{-1} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-1} [\text{Myr}] \quad (1.3.7)$$

en donde n la densidad numérica de estrellas en el cúmulo, σ la dispersión de velocidades del cúmulo, y M y R son las masas y radios, respectivamente, de las estrellas que están colisionando. A modo de ilustración, en la Figura 1.3.4 se presenta el tiempo medio entre colisiones como función de la densidad numérica de estrellas en el cúmulo. Para densidades típicas de cúmulos estelares jóvenes en nuestra Galaxia ($n \sim 10^3 \text{ pc}^{-3}$, Portegies Zwart et al. 2010) se obtiene $t_{\text{coll}} > 10$ Gyr. por lo que para obtener tiempos razonables para formar una estrella masiva ($\lesssim 0.1$ Myr) se requieren densidades estelares extremadamente altas ($> 10^8 \text{ pc}^{-3}$) que aún no han sido observadas en ningún entorno. Por ejemplo, los cúmulos estelares jóvenes más masivos de nuestra Galaxia (NGC 3603 y el cúmulo de Arches) presentan densidades numéricas $\sim 10^5$ (Moeckel & Clarke 2011), por lo que es muy poco probable que la coalescencia haya sido importante en la formación de sus estrellas masivas.

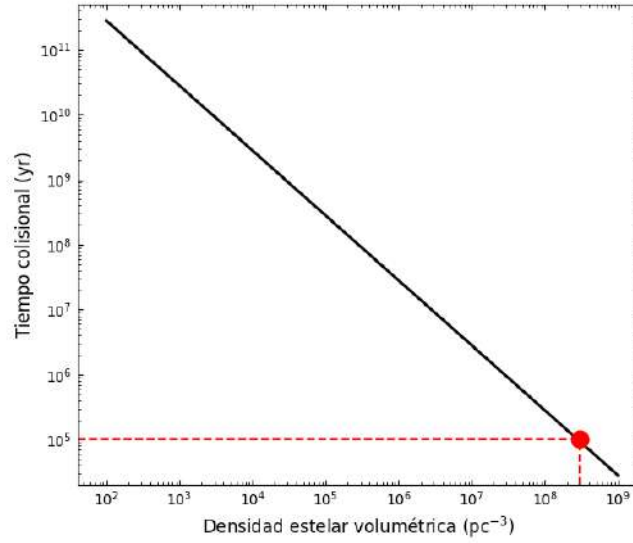


Figura 1.3.4: Tiempo medio entre colisiones como función de la densidad numérica de estrellas en el cúmulo. El tiempo medio se ha calculado con la Ecuación 1.3.7 considerando estrellas de $10 M_{\odot}$ y $10 R_{\odot}$, y una dispersión de velocidades de 2 km s^{-1} para el cúmulo.

Cabe señalar que la Ecuación 1.3.7 es válida en cúmulos jóvenes y masivos, cuyo gas circundante ya se ha disipado debido a la retroalimentación estelar (Portegies Zwart et al. 2010). Si el cúmulo aún es rico en gas, las estrellas pueden acrecer material, reduciendo la energía cinética total (gas y estrellas) del sistema y provocando una contracción del cúmulo (Vink et al. 2015). De esta forma, aumenta la densidad estelar y por ende aumenta la frecuencia de las colisiones. Las simulaciones de Moeckel & Clarke (2011) mostraron que, una vez que el gas se disipa y la acreción de las estrellas cesa, las colisiones resultan en la formación de uno o dos objetos extremos en un período de tiempo $< 1 \text{ Myr}$. Por otro lado, las simulaciones de Dale & Davies (2006) y Baumgardt & Klessen (2011) encontraron que las colisiones son relevantes en cúmulos embebidos y muy compactos ($r_c < 0.1 \text{ pc}$), por lo que juega un rol ínfimo en la formación de estrellas masivas y se limita a las estrellas más masivas ($M > 100 M_{\odot}$) de los cúmulos más densos ($> 10^7 \text{ pc}^{-3}$). Aún así, debemos tener en cuenta que estas simulaciones han asumido una geometría fija para el potencial del gas, un valor fijo para las tasas de acreción estelar y para la eficiencia de formación estelar, lo cual simplifica el análisis pero no es del todo realista. Por ejemplo, la inclusión de la retroalimentación estelar o un potencial de gas dinámico, puede tanto promover como prevenir la contracción del cúmulo, por lo que es incierto hasta que punto cambian las conclusiones con un trato más realista.

Una forma alternativa de coalescencia fue propuesta por Bonnell & Bate (2005), en donde las estrellas más masivas conocidas ($> 50 M_{\odot}$) se forman con la colisión de dos estrellas de masas $30 - 50 M_{\odot}$ en un sistema binario cerrado (separación $< 1 \text{ AU}$). En este caso, el sistema binario masivo evolucionó a partir de un sistema binario de baja masa, cuyas componentes estaban originalmente mucho más separadas entre sí ($> 10^3 \text{ AU}$). El momento angular de la binaria no aumenta a pesar de la continua acreción de gas, por lo que las estrellas ganan masa a la vez que disminuyen su separación orbital. Estas binarias típicamente tienen órbitas muy excéntricas, con un semieje mayor de tamaño

comparable o menor que el radio estelar. En este punto, el sistema binario masivo puede ser forzado a colisionar debido a la influencia gravitacional de otras estrellas del cúmulo, aunque para que esto ocurra en una escala de tiempo razonable (< 1 Myr) también se requieren densidades estelares muy altas ($> 10^6 \text{ pc}^{-3}$).

1.3.3. Vínculos observacionales

Para que una teoría logre explicar el fenómeno de formación estelar masiva, debe ser capaz de predecir las propiedades observadas en estrellas masivas jóvenes. En los mecanismos considerados para esta Tesis, las predicciones pueden dividirse a grandes rasgos en aquellas que aplican a modelos de acreción y al modelo de coalescencia, tanto en escalas de sistemas estelares ($< 0.1 \text{ pc}$) como en escalas de cúmulos estelares ($0.1 - 3 \text{ pc}$). Entre las propiedades observacionales críticas se encuentran la distribución espacial, la cinemática, y la función de masa, principalmente de la población estelar masiva, pero también de las estrellas de masa intermedia y baja que forman parte de la región de formación.

A continuación, se describen las propiedades observacionales que pueden ser vinculadas con los principales mecanismos de formación estelar masiva.

Estrellas masivas de campo

Las estrellas masivas de campo corresponde a estrellas masivas que no presentan una aparente conexión con cúmulos o asociaciones OB conocidas. En particular, las estrellas de tipo O de campo constituyen alrededor del 20 % del total de estrellas de tipo O en la Vía Láctea (Hoogerwerf et al. 2001, de Wit et al. 2004, Zinnecker & Yorke 2007). La mayoría de este porcentaje son en realidad estrellas *runaway* (fugitivas), que corresponden a estrellas masivas con altas velocidades espaciales (típicamente $> 25 - 30 \text{ km s}^{-1}$) que han sido eyectadas de sus entornos natales en algún momento del pasado. Los dos escenarios que explican su existencia son: el escenario de eyección dinámica (*dynamical ejection scenario*, DES), y (2) el escenario de supernova en una binaria (*binary supernova scenario*, BSS). En el DES, ocurren múltiples interacciones gravitacionales en el núcleo del cúmulo, que llevan a la eyección de una estrella masiva (Poveda et al. 1967, Perets & Šubr 2012). En el BSS, ocurre una explosión de supernova en un sistema binario masivo, que desmantela al sistema e induce altas velocidades en la estrella restante (Blaauw 1961, Portegies Zwart 2000). Recientemente, Polak et al. (2024a) propusieron un tercer mecanismo para la formación de estrellas *runaway*: el escenario de eyección de sub-cúmulos (*subcluster ejection scenario*, SCES), en donde las estrellas masivas son eyectadas debido a las fuerzas de marea causadas por el potencial gravitacional del cúmulo en formación. Es común encontrar estrellas masivas *runaway* lejos de regiones de formación estelar y con trayectorias que las conectan con cúmulos jóvenes o asociaciones OB (e.g. Roman-Lopes et al. 2011, Tetzlaff et al. 2011, Renzo et al. 2019a). Además, estudios recientes sugieren que las eyecciones pueden ocurrir en las etapas más tempranas de la formación del cúmulo (Oh & Kroupa 2016, Roman-Lopes 2024, Stoop et al. 2024). Así, la existencia de estrellas masivas *runaway* es un producto natural de la formación estelar masiva en cúmulos (acreción competitiva y coalescencia), y constituyen un registro fósil de la historia de formación de estos sistemas.

No todas las estrellas masivas de campo son *runaways*. Alrededor de 1 – 5 % de las estrellas O de campo tienen un origen que no se puede trazar a ningún cúmulo ni asociación OB conocida (de Wit et al. 2005, Gvaramadze et al. 2012). La mera existencia de estrellas O aisladas aporta evidencia en favor del mecanismo de colapso monolítico para formar

estrellas masivas. Aunque demostrar observacionalmente que estos objetos aislados se formaron *in situ* es difícil, puesto que podrían tratarse en realidad de la “punta del iceberg” de un cúmulo muy compacto como para ser detectado (Mauerhan et al. 2010, Vargas-Salazar et al. 2020). Dado que el término *estrella masiva aislada* deja margen para diferentes interpretaciones (Bressert et al. 2012), adoptaremos una serie de criterios que nos permitan identificar dichos objetos, los cuales se presentan en la Tabla 1.3.2.

Criterio	Descripción	Ref.
A	El subtipo espectral de la estrella candidata es O7 o más temprano ($M \gtrsim 30 M_{\odot}$)	B12, K19
B	Ausencia de otras estrellas similares ($< O7$) dentro de un radio de 1 pc alrededor de la candidata	O13
C	La estrella candidata no presenta variaciones significativas ($> 3\sigma$) en su velocidad radial	B12
D	La velocidad radial de la candidata está dentro de 1σ del promedio de estrellas OB de la región, o del gas en la nebulosa	B12, O13
E	La velocidad peculiar tangencial de la candidata no excede los 25 km s^{-1}	T11, K22
F	La estrella candidata está ubicada en burbujas o filamentos proyectados de gas ionizado o polvo caliente/tibio	B12, O13
G	La densidad superficial estelar no aumenta significativamente ($> 3\sigma$) en un radio de 3 pc alrededor de la candidata	B12, K19

Tabla 1.3.2: Criterios adoptados para definir una estrella masiva aislada.

Referencias. B12: Bressert et al. (2012), K19: Kalari et al. (2019), K22: Kobulnicky & Chick (2022), O13: Oskinova et al. (2013), T11: Tetzlaff et al. (2011)

El criterio A nos asegura que la estrella candidata es lo suficientemente joven ($\sim 1 \text{ Myr}$) y masiva ($\gtrsim 30 M_{\odot}$) para que haya sido capaz de superar los problemas de la formación estelar masiva descritos en la Sección 1.3.1. El criterio B nos permite aislar espacialmente ($< 1 \text{ pc}$) las estrellas candidatas, de otras estrellas de similar tipo espectral. El criterio C significa que es poco probable que la candidata sea parte de un sistema binario o múltiple. Los criterios D y E nos permiten descartar que la candidata sea una estrella *runaway* en la línea de visión y en el plano del cielo, respectivamente. El criterio F indica que la candidata se formó aproximadamente en el lugar que la estamos observando, pues estos sitios (filamentos y burbujas de gas/polvo) representan los sitios de formación estelar (Sección 1.1). El criterio G permite descartar la presencia de un cúmulo compacto con estrellas de masa intermedia-baja alrededor de la estrella candidata.

Función de masa

La función inicial de masa (*initial mass function*, IMF) describe la distribución de masas en una población estelar al momento de su formación. Dado que en los modelos colisionales las estrellas más masivas tardan más en formarse, nos enfocaremos en la función de masa actual (*present-day mass function*, PDMF) en lugar de la IMF.

Un posible discriminante entre los mecanismos de formación estelar masiva definidos es la

forma de la función de masa. Es natural pensar que si las estrellas masivas experimentan los mismos procesos de acreción que las estrellas de baja masa, entonces la distribución de las estrellas más masivas ($M \gtrsim 30 M_{\odot}$) es simplemente una continuación de la función de Salpeter (Salpeter 1955). En cambio, los modelos colisionales predicen una distribución diferente de la distribución canónica, en donde la PDMF muestra una o dos estrellas muy masivas, en conjunto con una disminución de estrellas ligeramente menos masivas que la o las estrellas dominantes (Baumgardt & Klessen 2011, Moeckel & Clarke 2011). Por ejemplo, en la Figura 1.3.5 se puede observar que las colisiones causan un déficit de estrellas con masas $\sim 10 - 100 M_{\odot}$ en comparación con lo predicho por la función de Salpeter. Si bien estos resultados aplican para colisiones en entornos ricos en gas, la esencia del mecanismo es la misma para entornos sin gas. Por ende, es razonable pensar que la función de masa tendrá una forma similar para colisiones en ausencia de gas.

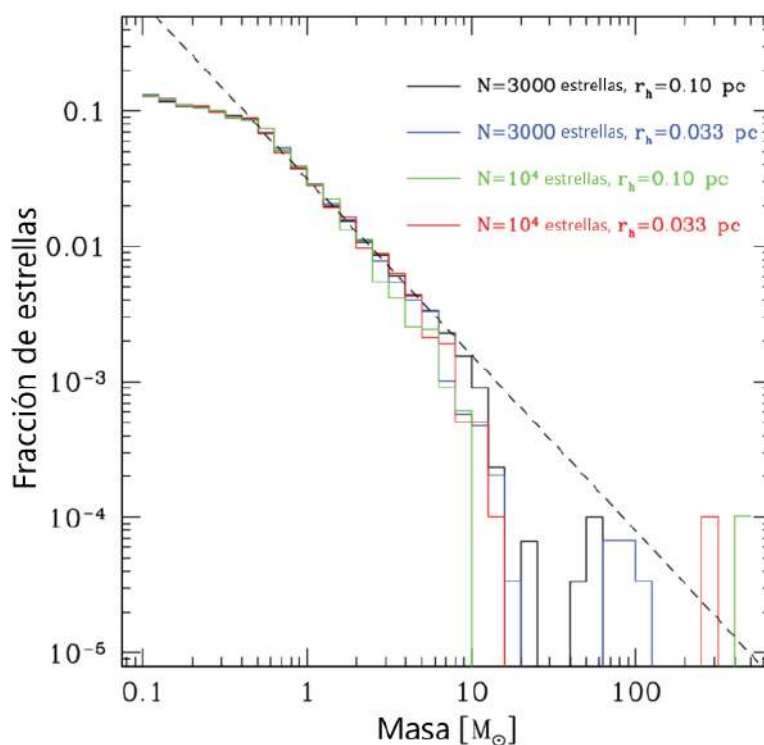


Figura 1.3.5: Función de masa actual (10 Myr) en cuatro simulaciones con diferentes condiciones iniciales, variando el número de estrellas y el radio del cúmulo. La línea punteada gris representa la función de Salpeter. *Créditos de imagen:* Baumgardt & Klessen (2011), Figura 7.

La dependencia ambiental de la función de masa también provee información sobre los posibles mecanismos de formación estelar masiva. Los modelos basados en acreción consideran que la IMF se comporta como una función densidad de probabilidad (*Probability Density Function*, PDF), en donde la formación de cada estrella es un evento independiente y cuya masa se muestrea aleatoriamente (Kroupa et al. 2013). Además, los modelos de acreción no predicen un límite superior a la masa estelar, así que podríamos considerar que la IMF estelar es universal. No obstante, hoy sabemos que existe un truncamiento en la IMF en el rango $\sim 100 - 1000 M_{\odot}$, posiblemente causado por la retroalimentación de las estrellas masivas en formación (Elmegreen 2000, Tanaka et al. 2017). Es más, las simulaciones (e.g. Oh & Kroupa 2018) y observaciones (e.g. Weidner et al. 2013) han determinado que existe una relación entre la masa de un cúmulo y la masa de su estrella

más masiva (relación $m_{\max} - M_{\text{cl}}$, ver Figura 1.3.6), lo que sugiere que la IMF tiene una dependencia ambiental. En el reciente estudio de Yan et al. (2023) se encontró evidencia de que la IMF es determinista en lugar de estocástica, dada por la baja dispersión observada en la relación $m_{\max} - M_{\text{cl}}$ en comparación con la dispersión esperada de un muestreo aleatorio. De esta forma, el proceso de formación estelar se auto-regulara a sí mismo debido a la retroalimentación de estrellas masivas ($M > 13 M_{\odot}$), rechazando la idea de que la IMF se comporta como una PDF.

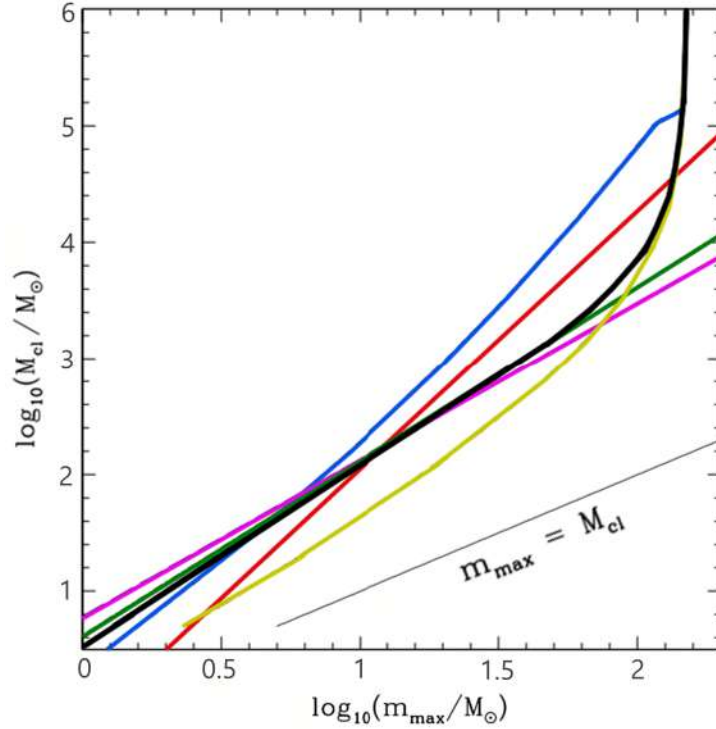


Figura 1.3.6: Relación entre la masa de un cúmulo (M_{cl}) y la masa de su estrella más masiva ($m_{\max}$). La línea roja representa la relación de Larson (2003). La línea azul es la relación de Elmegreen (1983) y la línea magenta es la de Elmegreen (2000). La línea verde corresponde a las simulaciones realizadas por Bonnell et al. (2004). La línea amarilla representan los valores esperados encontrados de Oey & Clarke (2005). La línea negra gruesa representa una IMF canónica (Weidner & Kroupa 2004) y la línea negra delgada representa un cúmulo con una estrella. *Créditos de imagen:* Weidner & Kroupa (2006), Figura 1.

Segregación de masa

La segregación de masa es el fenómeno por el cual las estrellas más masivas tienden a encontrarse más cerca del centro de los cúmulos estelares, aunque no de forma exclusiva. El problema con esta propiedad es que puede ser establecida durante la formación (segregación primordial) o puede ser un efecto evolutivo resultado de la interacción de N-cuerpos en el cúmulo (segregación dinámica). Una forma para diferenciar estas posibilidades es calcular el radio efectivo del cúmulo, estimar el tiempo característico que le tomaría a una estrella masiva caer al centro del potencial gravitacional, y compararlo con la edad del cúmulo (Zinnecker & Yorke 2007). Si el tiempo característico es grande comparado con la edad del cúmulo, entonces la segregación de masa es primordial. Por ejemplo, varios autores (e.g. Bonnell & Davies 1998, Kirk et al. 2016) han sugerido que la posición de las estrellas masivas en el cúmulo de la nebulosa de Orión indica donde se formaron, lo que no puede

ser posible para una segregación dinámica. De esta forma, la masa de la estrella, es hasta cierto punto, una función de su posición inicial en el cúmulo, favoreciendo la acreción de gas residual para estrellas en el centro del potencial gravitatorio (i.e. acreción competitiva).

Sin embargo, análisis recientes de simulaciones han revelado que la acreción competitiva no necesariamente resulta en una segregación de masa de estrellas masivas (Parker & Dale 2017, Parker et al. 2024). Parker & Dale (2017) encontraron que la fotoionización juega un rol importante en evitar que las estrellas masivas adquieran una distribución espacial diferente a la población de baja masa. Por otro lado, si no se considera la fotoionización entonces las estrellas masivas se ubican en potenciales gravitatorios más fuertes y están más concentradas espacialmente en comparación con sus compañeras de menor masa. Parker et al. (2024) extendieron el análisis para incluir también el efecto de los vientos estelares en la acreción competitiva, encontrando resultados muy similares a los de Parker & Dale (2017) y sugiriendo que la morfología de la región de formación estelar debe ser tomada en cuenta al interpretar la distribución espacial de estrellas masivas. Además, Parker et al. (2024) simularon el colapso monolítico con modelos analíticos y encontró que las estrellas masivas también terminan en potenciales gravitatorios más fuertes, y en regiones con altas densidades superficiales si se permite la fragmentación del núcleo. No obstante, estos resultados deben tomarse con escepticismo pues no incluyen el efecto de los campos magnéticos del medio, los cuales pueden alterar significativamente la distribución espacial de estrellas masivas, según los resultados de algunas simulaciones (e.g. Guszejnov et al. 2022) y observaciones (e.g. Parker 2018).

Multiplicidad estelar

Es bien sabido que la mayoría de estrellas masivas son parte de un sistema binario o múltiple, alcanzando un porcentaje del $\sim 90\%$ para estrellas de tipo O de secuencia principal (Offner et al. 2023). Desde el punto de vista de las teorías de formación estelar, se espera un gran porcentaje de binarias masivas tanto en la acreción competitiva como en el modelo de coalescencia. Aunque la prevalencia de estrellas compañeras de baja masa con separaciones intermedias ($\sim 100 - 1000$ AU) es exclusiva de la acreción competitiva, dado que las continuas interacciones dinámicas en los densos ambientes requeridos en la coalescencia, despojan a las estrellas masivas de cualquier compañera de baja masa relativamente distante (Zinnecker & Yorke 2007). En el colapso monolítico, los discos protoestelares son gravitacionalmente inestables y propensos a fragmentarse en objetos de $\sim 1 M_{\odot}$ en distancias > 100 AU, pero con el tiempo migran a distancias < 10 AU a medida que acrecen material. Desafortunadamente, estas separaciones son muy difíciles de probar observacionalmente, requiriendo el uso de técnicas de alto contraste para imágenes como la óptica adaptativa (e.g. Sana et al. 2010, Rainot et al. 2022). Los datos de esta Tesis no son suficientes para probar esta propiedad, pero es importante mencionarla como otro vínculo a los mecanismos de formación estelar masiva.

1.4. El complejo de formación estelar masiva RCW 91

RCW 91 (Rodgers et al. 1960) es una región HII óptica ubicada en el cuarto cuadrante Galáctico, en dirección del brazo espiral de Escudo-Centauro ($l = 321.06^{\circ}$ y $b = -0.53^{\circ}$). RCW 91 tiene un tamaño angular $11' \times 10'$, pero se puede separar en dos sub-regiones principales: (a) la región oeste RCW 91A de tamaño angular $4' \times 2'$, y (b) la zona este RCW 91B de tamaño angular $8' \times 6'$ (Le Marne & Lynga 1968). En la Figura 1.4.1, podemos

observar que RCW 91A está dominada por la emisión de polvo caliente, mientras que en RCW 91B se observa una cavidad bien definida con una fuente puntual casi al centro. Si bien, esta morfología es típica de regiones HII en nuestra Galaxia, los estudios que existen sobre RCW 91 son escasos, lo cual ha motivado a la realización de este trabajo de Tesis. Para abarcar RCW 91 y su entorno a gran escala, vamos a definir una región circular de 1° de diámetro centrada en las coordenadas de RCW 91B, a la cual nos referiremos de aquí en adelante como el Complejo RCW 91 (ver Figura 1.4.2).

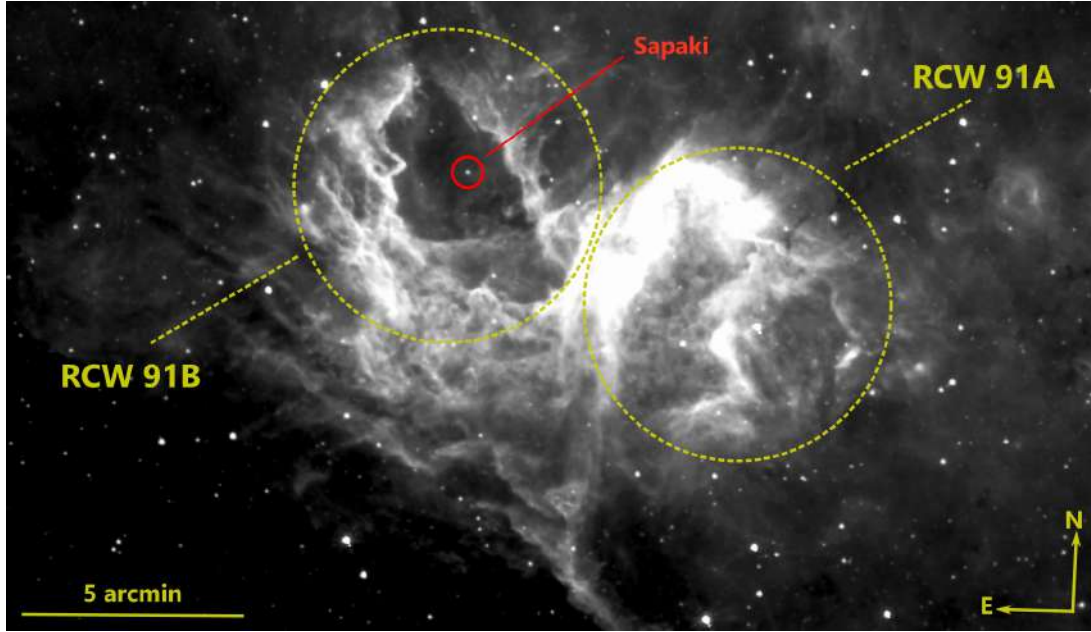


Figura 1.4.1: Imagen infrarroja ($8.0 \mu\text{m}$) de la región HII RCW 91, dividida en sus dos sub-regiones RCW 91A y RCW 91B. La imagen se muestra en coordenadas ecuatoriales, con el norte apuntando hacia arriba y el este hacia la izquierda.

RCW 91 ha sido estudiada mayormente en ondas de radio, como por ejemplo en las líneas de recombinación de hidrógeno ($\text{Hn}\alpha$) (Caswell & Haynes 1987, Wenger et al. 2021), en la línea de hidrógeno de 21-cm (Urquhart et al. 2012), y en algunas líneas moleculares como CO (Miville-Deschênes et al. 2017), CS (Bronfman et al. 1996), CH_3OH (Green et al. 2012) o HNC (Whitaker et al. 2017). Los estudios en radio han reportado velocidades radiales de entre -55 y -71 km s^{-1} (ver Tabla 1.4.1), por lo que RCW 91 probablemente se sitúa en el brazo espiral de Escudo-Centauro (ver Figura 1.1.2). A partir de estos valores de velocidad radial y asumiendo una curva de rotación Galáctica tradicional (Brand & Blitz 1993), es posible derivar dos soluciones para la distancia heliocéntrica de RCW 91: una distancia cercana de $3.7 - 4.9 \text{ kpc}$ y una distancia lejana de $8.3 - 9.5 \text{ kpc}$, ambas soluciones en acuerdo con lo encontrado por otros autores (ver Tabla 1.4.1). Otra determinación de la distancia fue realizada por Roman-Lopes (2011), quien obtuvo espectroscopía infrarroja de la fuente puntual al centro de RCW 91B (ver Figura 1.4.1) y calculó dos posibles distancias según el tipo espectral de la estrella: 10.5 kpc si su tipo espectral es WN 6h, y 3.4 kpc si el tipo en realidad es WN 6 (débil). Zarricuela Plaza et al. (2023) sugirieron que la fuente central de RCW 91B es, en realidad, una estrella de tipo O3 If* candidata a formación estelar masiva aislada. La naturaleza de la estrella aislada será abordada en detalle en la Sección 3.

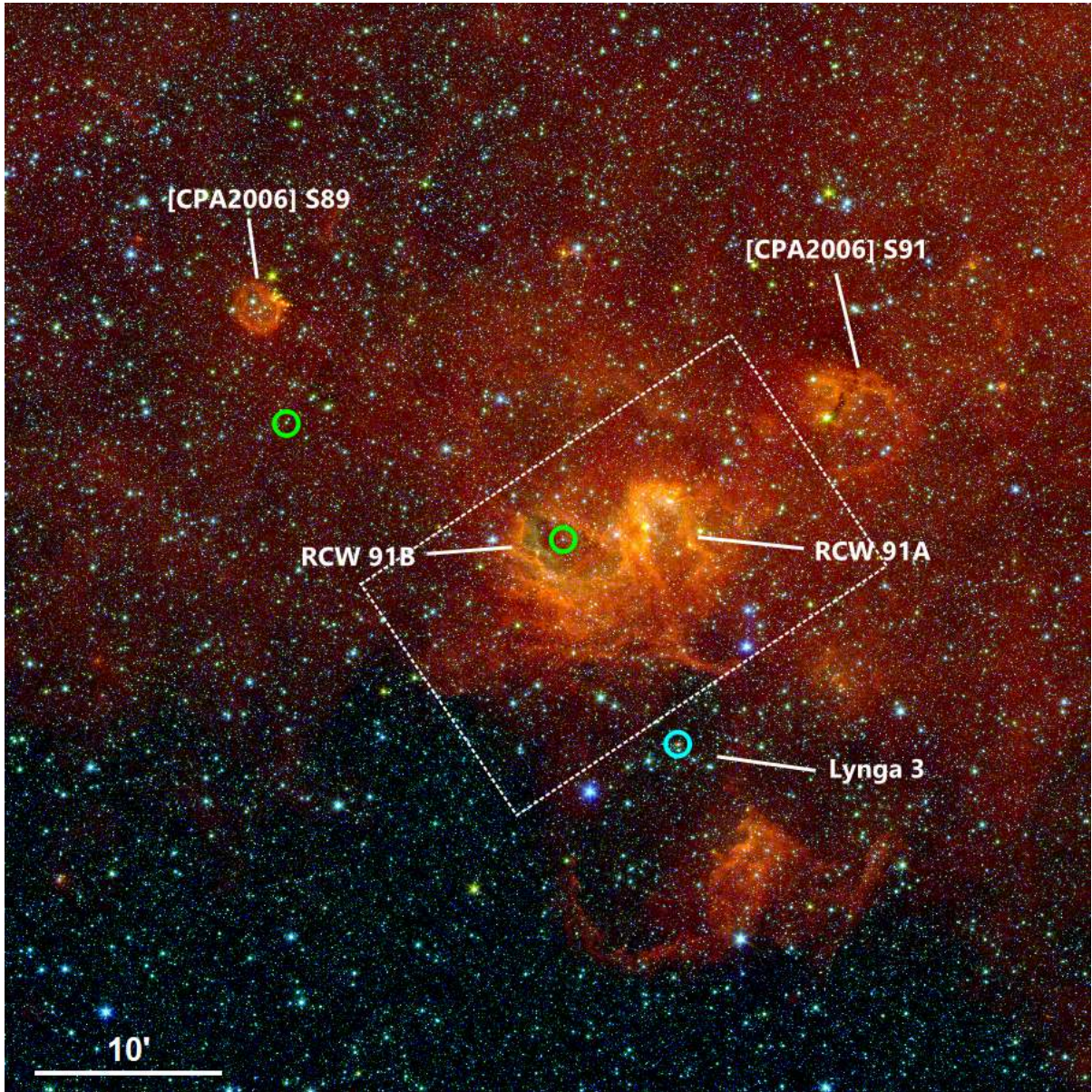


Figura 1.4.2: Imagen compuesta en color del Complejo RCW 91, en donde se muestra el nombre de las diferentes sub-regiones que podemos encontrar. La imagen fue generada a partir de imágenes en los filtros K_S (azul), $4.5 \mu\text{m}$ (verde) y $8.0 \mu\text{m}$ (rojo). Los círculos verdes representan las fuentes estudiadas con espectroscopía infrarroja por [Roman-Lopes \(2011\)](#), con WR 67a ubicándose al centro de RCW 91B y WR 67b ubicándose al sur de [CPA2006] S89. El círculo cian representa la estrella supergigante azul MN 18 estudiada por [Gvaramadze et al. \(2015\)](#). El rectángulo de líneas punteadas blancas, representa el área cubierta en la Figura 1.4.1. Notar la abrupta transición de colores rojo-azul desde Lynga 3 hacia abajo, lo cual indica una menor cantidad de polvo (extinción) conforme nos alejamos del plano Galáctico. La imagen se muestra en coordenadas galácticas, con el norte galáctico apuntando hacia arriba y el este galáctico hacia la izquierda.

Línea	ν (GHz)	V_r (km s ⁻¹)	ΔV_r (km s ⁻¹)	R_G (kpc)	d_c (kpc)	d_l (kpc)	T_e (K)	Ref.
H109 α	5.0	-56	35	7.4	3.9	11.6	4500	C87
CS(2-1)	98	-61	3.8	...	...	...	...	B96
HI	1.4	-61	...	5.9	4.1	9.1	...	U12
CO(1-0)	115	-59	...	5.9	4.0	9.3	...	M17
Varias ^a	90	-61	...	5.8	4.2	9.0	...	W17
H109 α	5.0	-69	29	...	...	...	...	W21

Tabla 1.4.1: Estudios en ondas de radio para RCW 91. El valor ΔV_r representa el ancho a media altura observado en el espectro de la línea. Los valores d_c y d_l representan, respectivamente, las distancias cercana y lejana deducidas a partir de la velocidad radial.

Referencias. B96: [Bronfman et al. \(1996\)](#), C87: [Caswell & Haynes \(1987\)](#), M17: [Miville-Deschênes et al. \(2017\)](#), U12: [Urquhart et al. \(2012\)](#), W17: [Whitaker et al. \(2017\)](#), W21: [Wenger et al. \(2021\)](#)

^a Líneas moleculares de HCO⁺(1-0), N₂H(1-0), y HNC(1-0).

Además de la región HII central, a 10' hacia el sur de RCW 91B se encuentra el cúmulo abierto Lynga 3 ([Lynga 1964](#)). El cúmulo ha sido parte de estudios a gran escala de cúmulos abiertos en nuestra Galaxia (ver Tabla 4.1.3), la mayoría de los cuales hace uso de diferentes bases de datos para calcular las probabilidades de membresía (P_{memb}) de estrellas brillantes en Lynga 3. Estos estudios sitúan Lynga 3 a una distancia de $\sim 4 - 7$ kpc, estando así en línea con la distancia cercana encontrada para RCW 91. Por otro lado, en el área delimitada por Lynga 3 se encuentra la estrella MN 18, una estrella supergigante azul que alberga una prominente nebulosa circunestelar y que aparentemente formaría parte del cúmulo ([Gvaramadze et al. 2015](#)). Además, [Gvaramadze et al. \(2015\)](#) propusieron que la estructura tipo arco que se observa en el lóbulo sur-este de MN18, es causado por una estrella O *runaway* que también sería parte del cúmulo. Por el contrario, [Carraro et al. \(2006\)](#) sugirieron que Lynga 3 no es un cúmulo genuino, sino que se trata de una alineación de estrellas brillantes en dirección del brazo de Escudo-Centauro. En cualquier caso, la naturaleza del cúmulo será abordada en detalle en la Sección 4.

Otros objetos interesantes en el Complejo RCW 91, incluyen las burbujas infrarrojas [CPA2006] S89 y [CPA2006] S91 ([Churchwell et al. 2006](#)), la estrella Wolf-Rayet WR 67b ([Roman-Lopes 2011](#)), o algunos máseres de emisión de H₂O y OH presentes en los filamentos de polvo ([Caswell et al. 1989](#)), aunque la naturaleza de estos objetos será abordada de forma parcial en esta Tesis. En síntesis, el Complejo RCW 91 es un fascinante laboratorio que alberga múltiples fases de formación estelar y en distintas escalas, desde núcleos pre-estelares y estrellas aisladas, hasta estrellas masivas evolucionadas y cúmulos abiertos.

1.5. Objetivos de esta Tesis

Existen dos vías para abordar el tema de la formación estelar masiva desde un punto de vista observacional: 1) estudiando la fase más temprana (y embebida) de su formación, y

2) estudiando el resultado de la formación estelar masiva. En este trabajo de Tesis, nos enfocamos en el punto 2), para lo cual estudiaremos las propiedades de la población estelar masiva y no masiva en el Complejo RCW 91, con particular énfasis en sus principales subgrupos: RCW 91B y Lynga 3. El principal objetivo de esta Tesis es vincular las propiedades observacionales de estrellas masivas en el Complejo RCW 91, con los mecanismos que permitieron su formación.

Los objetivos específicos que nos permitirán alcanzar el objetivo principal son los siguientes:

- Caracterizar espectroscópicamente las estrellas masivas de cada subgrupo definido en el Complejo RCW 91
- Analizar la distribución espacial y la cinemática de la población estelar masiva, para cada subgrupo en el Complejo RCW 91
- Estudiar el comportamiento de la población estelar joven de masa intermedia y baja, para cada subgrupo en el Complejo RCW 91
- Determinar la función de masa actual, para cada subgrupo del Complejo RCW 91
- Investigar otros entornos en nuestra Galaxia con características similares a los subgrupos del Complejo RCW 91

Esta Tesis se organiza de la siguiente manera: En el Capítulo 2 se presentan los datos observacionales del Complejo RCW 91 y la metodología de análisis. En el Capítulo 3 estudiamos el caso de la estrella Sapaki en RCW 91B y lo situamos en el contexto de la formación estelar masiva aislada. En el Capítulo 4 estudiamos el caso del cúmulo Lynga 3 y lo situamos en el contexto de la formación estelar masiva en cúmulos. En el Capítulo 5 se presentan las conclusiones finales y nuestra perspectiva a futuro sobre esta investigación.

Capítulo 2

Datos y Metodología

La Vía Láctea y las galaxias del Grupo Local constituyen laboratorios ideales para investigar la evolución de estrellas masivas, ya que permiten analizar objetos en distintas etapas evolutivas y con diferentes metalicidades. Sin embargo, la extinción interestelar del disco Galáctico dificulta el estudio de estrellas jóvenes y embebidas, especialmente en regiones densas y distantes. Para superar este desafío, la fotometría infrarroja resulta fundamental, ya que al trabajar en longitudes de onda más largas se mitiga el efecto de la extinción, facilitando la detección y caracterización de estrellas masivas lejanas. En este trabajo, se han utilizado datos fotométricos y espectroscópicos que abarcan desde el óptico hasta el infrarrojo, que son esenciales para el análisis de la población estelar en regiones altamente extintas como el Complejo RCW 91.

En este capítulo se presenta la metodología empleada para el análisis de la población estelar del Complejo RCW 91, integrando observaciones fotométricas y astrométricas de múltiples catálogos públicos, así como espectroscopía óptica e infrarroja obtenida a través de diversas campañas observacionales. Se detalla la construcción del catálogo maestro, la selección y reducción de datos espectroscópicos, y los procedimientos utilizados para la clasificación espectral, la determinación de parámetros fundamentales (como temperatura efectiva, magnitud absoluta y extinción), y el cálculo de distancias y velocidades peculiares. Además, se describen los métodos de descontaminación estadística de estrellas de campo, el análisis de perfiles de densidad radial y la estimación de funciones de masa, estableciendo así la metodología que sustenta los resultados presentados en los capítulos siguientes.

2.1. Fotometría y movimientos propios

La fotometría infrarroja permite mitigar la fuerte extinción del disco Galáctico y es esencial para identificar la población joven embebida en RCW 91. Mediante la construcción de diagramas color-magnitud y diagramas color-color es posible conocer la naturaleza de las fuentes que constituyen la región (e.g. [Roman-Lopes et al. 2003](#)). Además, la comparación con campos de control permite evaluar las estrellas contaminantes¹ y mejorar la selección de fuentes nativas a la región (e.g. [Maia et al. 2010](#)). Por otro lado, los movimientos propios permiten refinar la selección de miembros genuinos de un cúmulo, así como detectar

¹Estrellas de fondo y estrellas de primer plano

miembros que hayan sido eyectados del cúmulo en el pasado (e.g. [Drew et al. 2018](#)). Además, si se conoce la distancia a la agrupación de estrellas, es posible estudiar su campo de velocidades y detectar patrones de rotación, expansión o contracción (e.g. [Kuhn et al. 2019](#)). Esto es importante para comprender mejor las complejas estructuras de velocidad observadas en líneas moleculares (ondas de radio) de la región, debido a la correlación que aparentemente existe entre las estrellas y el gas ([Kuhn et al. 2020](#)). La combinación de fotometría infrarroja y movimientos propios constituye una herramienta poderosa para estudiar la población estelar en el Complejo RCW 91 (ver Sección 2.3).

2.1.1. Bases de datos principales

El primer paso, es la construcción de un catálogo depurado del Complejo RCW 91 que incluya posiciones, fotometría infrarroja, fotometría óptica (si existe), movimientos propios, paralajes, entre otros parámetros. En la Tabla 2.1.1 se resumen las características de las bases de datos utilizadas, y los detalles específicos sobre la construcción del catálogo maestro se presentan en el Apéndice A1. A continuación, se describen las diversas bases de datos públicas utilizadas en este trabajo de Tesis:

VVV/VVVX

VISTA Variables in the Vía Láctea (VVV) y su versión extendida (VVVX) son censos del bulbo y disco Galáctico sur realizados con el telescopio de 4-m VISTA ubicado en Cerro Paranal, Chile ([Minniti et al. 2010](#)). El principal objetivo de VVV y VVVX es el estudio de la estructura interna de nuestra Galaxia a través de la distribución de la población estelar que forman parte del bulbo y disco. El conjunto de datos de VVV cubre 560 deg^2 de cielo e incluye observaciones multiépoca en la banda K_S con una cobertura de 6 años (2009 – 2015), así como también observaciones en dos épocas en las bandas Z , Y , J , H y K_S . En el caso de VVVX, se extendió la cobertura espacial a 1700 deg^2 en las bandas J , H y K_S , así como también se amplió la cobertura temporal en 7 años (2016 – 2023). VVV y VVVX alcanzan una resolución angular $< 1''$, y permiten detectar fuentes que son 3 – 4 mag más débiles en la banda K_S en comparación con 2MASS (ver más abajo), aunque las estrellas más brillantes que $K_S \simeq 12$ aparecerán saturadas en las imágenes de VVV y VVVX. Finalmente, gracias a la información multiépoca de VVV y VVVX, es posible trazar los movimientos propios de las estrellas con una precisión moderada.

Los datos de VVV/VVVX son los más profundos actualmente disponibles para el Complejo RCW 91. El set de datos que usaremos será el catálogo de [Alonso-García et al. \(2018\)](#), que contiene posiciones y fotometría de PSF en las bandas $ZYJHK_S$ realizada a partir de imágenes de VVV. Además, recientemente se publicó el catálogo *VVV Infrared Astrometric Catalog 2* (VIRAC2, [Smith et al. 2025](#)), el cual se basa en observaciones de VVV y VVVX para calcular posiciones, movimientos propios, paralajes, fotometría de PSF en las bandas $ZYJHK_S$ y fotometría en series de tiempo en la banda K_S . De esta manera, los catálogos de [Alonso-García et al. \(2018\)](#) y [Smith et al. \(2025\)](#) representan los catálogos iniciales a partir del cual construir el catálogo maestro del Complejo RCW 91 (ver Apéndice A1).

2MASS

Two Micron All-Sky Survey (2MASS) es un censo de toda la esfera celeste realizado con los telescopios de 1.3-m ubicados en Mt. Hopkins, Arizona, y Cerro Tololo, Chile ([Skrutskie et al. 2006](#)). El objetivo principal de 2MASS es proporcionar un conjunto de datos uniforme para estudiar estructuras a gran escala en la Vía Láctea y el Universo Local. El conjunto de

Catálogo	Rango (μm)	Resolución ($''$)	Parámetros proporcionados	Ref.
VVVPSF	0.9 – 2.2	< 1	Posiciones, fotometría	A18
VIRAC2	1.2 – 2.2	< 1	Posiciones, fotometría, movimientos propios	S25
2MASS PSC	1.2 – 2.2	2 – 3	Posiciones, fotometría	C03
GLIMPSE	3.2 – 9.0	2 – 3	Posiciones, fotometría	W08
Gaia DR3	0.4 – 0.9	~ 0.4	Posiciones, fotometría, movimientos propios, paralajes, velocidades radiales	G23
TIC8.2	0.4 – 0.6	1 – 6	Posiciones, fotometría	P21
NOMAD	0.4 – 0.9	> 1	Posiciones, fotometría	Z04
UCAC4	0.4 – 0.8	1 – 3	Posiciones, fotometría	Z13
APASS DR10	0.4 – 0.8	> 5	Posiciones, fotometría	H18
VPHAS+ DR2	0.3 – 0.8	~ 1	Posiciones, fotometría	D16
DECaPS DR2	0.4 – 0.9	~ 1	Posiciones, fotometría	S23
Gaia DR2	0.4 – 0.9	~ 0.4	Posiciones, fotometría, movimientos propios, paralajes, velocidades radiales	G18
VIRAC1	0.9 – 2.2	< 1	Posiciones, fotometría, movimientos propios	S18
AllWISE	3.2 – 24	6 – 12	Posiciones, fotometría	W19

Tabla 2.1.1: Propiedades de las bases de datos públicas con fotometría, movimientos propios y otros parámetros, utilizadas en el desarrollo de esta Tesis. La segunda y la tercera columna son, respectivamente, el rango espectral cubierto y la resolución angular de cada catálogo. La cuarta columna muestra qué parámetros obtenemos de los catálogos. La quinta columna muestra la referencia pertinente a cada catálogo.

Referencias. A18: [Alonso-García et al. \(2018\)](#), B18: [Gaia Collaboration et al. \(2018\)](#), C03: [Skrutskie et al. \(2006\)](#), D16: [Drew et al. \(2016\)](#), G23: [Gaia Collaboration et al. \(2023\)](#), H18: [Henden et al. \(2018\)](#), P21: [Paegert et al. \(2021\)](#), S18: [Smith et al. \(2018\)](#), S23: [Saydjari et al. \(2023\)](#), S25: [Smith et al. \(2025\)](#), W08: [Whitney et al. \(2008\)](#), W19: [Wright et al. \(2019\)](#), Z04: [Zacharias et al. 2004](#), Z13: [Zacharias et al. \(2013\)](#)

datos resultante, incluye un catálogo de fuentes puntuales (*Point Source Catalog*, PSC) con posiciones y fotometría de PSF en las bandas J , H , y K_S para 4.7×10^8 fuentes en el cielo, además del *Extended Source Catalog* con 1.6×10^6 fuentes. 2MASS posee una resolución angular de $\sim 2 - 3''$, y las magnitudes límites que permiten detectar fuentes puntuales con un nivel de señal–ruido (*Signal-to-Noise*, S/N) de 10 corresponden a $J = 15.8$, $H = 15.1$, y $K_S = 14.3$ mag.

Para las estrellas saturadas en VVV/VVVX, utilizaremos la fotometría del catálogo PSC de 2MASS, en donde las magnitudes en las bandas JHK_S serán convertidas al sistema fotométrico de VISTA con las transformaciones de color de [Soto et al. \(2013\)](#).

GLIMPSE

Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire (GLIMPSE) es una serie de censos realizado con el telescopio espacial Spitzer ([Churchwell et al. 2009](#)). El objetivo principal es cartografiar la estructura del bulbo y disco Galáctico en el infrarrojo medio, en bandas centradas en 3.6, 4.5, 5.8 y 8.0 μm , y con una resolución angular típica de $\sim 2''$ (similar a 2MASS). GLIMPSE360 ([Whitney et al. 2008](#)) y Deep GLIMPSE ([Whitney et al. 2011](#)) constituyen las fases más extensas y profundas del proyecto, respectivamente. GLIMPSE360 cubre todo el plano Galáctico, se extiende hasta latitudes $|b| < 3^\circ$ e incluye observaciones en las cuatro bandas mencionadas. En cambio, Deep GLIMPSE se enfoca en áreas seleccionadas con observaciones ~ 1.5 mag más profundas y solamente en las bandas 3.6 y 4.5 μm . El conjunto de datos de GLIMPSE generalmente se separa en dos grupos: Archivo y Catálogo. El primero es más completo pero menos confiable, mientras que el segundo es altamente confiable (fuentes con mayor S/N , menos detecciones espurias y menos fuentes mezcladas). En el caso del Catálogo GLIMPSE360, las magnitudes límites en las bandas 3.6 μm y 4.5 μm son, respectivamente, 16.5 y 15.9 mag.

Por un lado, utilizaremos el Catálogo GLIMPSE360, el cual incluye fotometría para un 18.3 % de las fuentes detectadas con los catálogos de VVV/VVVX. Además, utilizaremos el Archivo Deep GLIMPSE y el Catálogo Deep GLIMPSE, los cuales incluyen fotometría para un 18 % (Archivo) y 9 % (Catálogo) del total de fuentes detectadas con VVV/VVVX. Luego, se realiza un cruce entre estos catálogos, y los de VISTA y 2MASS.

Gaia

Gaia es una misión de la *European Space Agency* (ESA) dedicada a cartografiar toda la esfera celeste con una precisión sin precedentes en astrometría y fotometría ([Gaia Collaboration et al. 2016](#)). La principal motivación de *Gaia* es crear un mapa tridimensional de la Vía Láctea, para así revelar detalles sobre su formación y evolución. La duración de la misión se ha ampliado varias veces, lo que ha llevado actualmente al lanzamiento del *Data Release 3* (DR3, [Gaia Collaboration et al. 2023](#)), el cual se basa en 34 meses de observación para obtener posiciones, paralajes, movimientos propios y fotometría en las bandas G (0.62 μm), G_{BP} (0.51 μm) y G_{RP} (0.78 μm) para 1.5×10^9 fuentes en el cielo. Además, el set de datos incluye velocidades radiales para 3.3×10^7 fuentes, espectros de alta resolución para 10^6 fuentes, y espectros de baja resolución para 2.2×10^8 fuentes. Gaia DR3 alcanza una resolución angular típica de $\sim 0.8 - 1.0''$ y la magnitud límite del catálogo principal es $G = 21.5$ mag.

El catálogo principal de Gaia DR3, provee fotometría en las tres bandas (G , G_{BP} y G_{RP}) para un 18 % del total de fuentes detectadas con VVV/VVVX. El porcentaje baja a 16 % si consideramos fuentes que tengan movimientos propios catalogados, y baja a 12 % para

fuentes con movimientos propios moderadamente precisos. Además, se ha realizado la corrección del punto cero de la paralaje y de su incertidumbre siguiendo la receta de [Maíz Apellániz \(2022\)](#). Finalmente, se ha hecho un cruce con el catálogo de distancias heliocéntricas de [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#), y con el catálogo maestro en el infrarrojo.

2.1.2. Bases de datos adicionales

Si bien, la fotometría infrarroja es fundamental para el estudio de regiones extintas, la mayoría de estrellas observadas con espectroscopía (ver Sección 2.2) disponen de fotometría óptica. Por ende, exploraremos bases de datos con fotometría óptica disponible en el Complejo RCW 91. También incluiremos dos bases de datos con fotometría infrarroja (VIRAC1 y AllWISE), que permiten complementar la información de las bases de datos principales.

- **TIC8.2:** El *TESS Input Catalog* (TIC, [Stassun et al. 2019](#)) es un catálogo desarrollado como recurso fundamental para la misión *Transiting Exoplanet Survey Satellite* (TESS) e integra diversos catálogos fotométricos (Gaia DR2, 2MASS PSC, AllWISE, APASS DR4, UCAC4) para 1.73×10^9 fuentes. La versión 8.2 (TIC8.2, [Paegert et al. 2021](#)) elimina $\sim 3.4 \times 10^7$ artefactos de detección de la última versión.
- **NOMAD:** El *Naval Observatory Merged Astrometric Dataset* (NOMAD, [Zacharias et al. 2004](#)) es un conjunto de datos astrométricos y fotométricos, compilado a partir de las mediciones más precisas de Hipparcos, Tycho-2, YB6, UCAC2 y USNO-B1.0, para 1.05×10^9 fuentes.
- **UCAC4:** El *US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog* (UCAC, [Zacharias et al. 1997](#)) es un catálogo de astrometría generado a partir de observaciones terrestres en los años 1998 – 2004, y la combinación de estas observaciones con varios catálogos públicos. La versión 4 (UCAC4, [Zacharias et al. 2013](#)) mejora la precisión de la astrometría e incluye fotometría en las bandas B , V , g , r , e i , para 1.13×10^8 fuentes.
- **APASS DR10:** El *AAVSO Photometric All-Sky Survey* (APASS, [Henden et al. 2009](#)) es un censo de todo el cielo que incluye fotometría de apertura y multiépoca en las bandas B , V , g' , r' , i' y Z . El *Data Release 10* (APASS DR10, [Henden et al. 2018](#)) hace un reprocesamiento de las imágenes para reducir los errores sistemáticos de fuentes con $V < 14$ mag.
- **VPHAS+ DR2:** El *VST Photometric $H\alpha$ Survey of the Southern Galactic Plane and Bulge* (VPHAS+, [Drew et al. 2014](#)) es un censo de la Vía Láctea en el hemisferio sur, y trae un catálogo con fotometría en las bandas u , g , r , i y $H\alpha$, con una resolución de $\sim 1''$ para 3.19×10^8 fuentes. El *Data Release 2*² (VPHAS+ DR2, [Drew et al. 2016](#)) cubre 21 meses de observación para proporcionar fotometría de PSF en las bandas mencionadas.
- **DECaPS2:** El *Dark Energy Camera Plane Survey* (DECaPS, [Schlafly et al. 2018](#)) es un sondeo terrestre del plano Galáctico, diseñado para obtener fotometría de PSF en las bandas g , r , i , z e Y , con una resolución de $\sim 1''$. La segunda versión del

²En Abril del 2025, se liberó el catálogo VPHAS+ DR3 ([Drew et al. 2025](#)) con fotometría óptica para $\sim 6 \times 10^8$ fuentes. Debido a que es fotometría de apertura, no utilizaremos esta base de datos.

censo (DECaPS2, [Saydjari et al. 2023](#)) extiende la cobertura espacial y mejora la precisión de la fotometría para 3.32×10^9 fuentes.

- **Gaia DR2:** El *Gaia Data Release 2* (Gaia DR2, [Gaia Collaboration et al. 2018](#)) se basa en 22 meses de observación, para traer fotometría movimientos propios, paralajes, velocidades radiales y fotometría en las bandas G , G_{BP} y G_{RP} , para 1.3×10^9 fuentes en el cielo. A pesar de tener una calidad menor a Gaia DR3, permite detectar algunas irregularidades en los parámetros, como la anomalía del movimiento propio ([Dodd et al. 2024](#)).
- **VIRAC1:** El *VVV Infrared Astrometric Catalogue 1* (VIRAC1, [Smith et al. 2018](#)) fue la primera versión del catálogo de movimientos propios con datos de VISTA. A pesar de que el catálogo es de menor calidad por tener una menor cobertura temporal e incluir fotometría de apertura, VIRAC1 fue usado en primera instancia para estudiar los movimientos propios en RCW 91 (antes de la publicación de VIRAC2). Por ende, evaluaremos como mejoran las conclusiones utilizando VIRAC2, en comparación con los datos de VIRAC1.
- **AllWISE:** El programa AllWISE combina diversas fases de la exitosa misión *Wide-field Infrared Survey Explorer* (WISE, [Wright et al. 2010a](#)), para mejorar la sensibilidad en la detección de fuentes en toda la esfera celeste. El catálogo de fuentes de AllWISE ([Wright et al. 2019](#)) incluye fotometría de PSF en las bandas 3.4, 4.6, 12 y 22 μm , con una resolución de $\sim 6''$ para 7.47×10^8 fuentes el cielo. Si bien Spitzer contiene datos con mayor resolución, WISE extiende la cobertura hasta 22 μm para las fuentes más brillantes en el Complejo RCW 91.

Como resultado, se obtuvo un catálogo maestro con 1.17×10^6 fuentes en el Complejo RCW 91, de las cuales un $\sim 15 - 20\%$ posee una contraparte con fotometría óptica y movimientos propios confiables (con errores $\sigma_\mu / \mu < 0.2$).

2.2. Espectroscopía

La espectroscopía es clave para determinar el tipo espectral y derivar los parámetros fundamentales de las estrellas. Si bien la espectroscopía infrarroja es recomendada debido a la extinción interestelar, la espectroscopía óptica es más precisa a la hora de clasificar la estrella. A través de la medida de anchos equivalentes (*Equivalent Width*, EW) de las líneas fotosféricas, se puede determinar el tipo espectral y clases de luminosidad de las estrellas (e.g. [Martins 2018](#)). Luego, se pueden estimar los parámetros fundamentales a través de la comparación con modelos empíricos y sintéticos (e.g. [Wegner 2014](#)). Además, podemos estimar la velocidad radial de las estrellas y combinar esta información con los movimientos propios, para derivar la cinemática 3D de las fuentes (e.g. [Román-Zúñiga et al. 2019](#)). La adición de espectroscopía a nuestro análisis, permite caracterizar tanto las fuentes nativas del Complejo RCW 91, como también el comportamiento de las estrellas contaminantes (ver Sección 2.3).

2.2.1. Campañas observacionales y selección de la muestra

Se realizaron campañas observacionales entre los años 2021 y 2024 para obtener espectroscopía óptica e infrarroja de fuentes en el Complejo RCW 91. Dado que las

observaciones se realizaron conforme se desarrollaba la Tesis, los criterios de selección de fuentes fueron cambiando en cada época (ver más abajo). En la Tabla 2.2.1 se presenta un resumen con las campañas realizadas. Los detalles específicos de las fuentes observadas se presentan en la Tabla D.1.

Instrumento	Rango (μm)	R	Obs. ID	Fecha	N_{fuentes}
LDSS	0.4 – 0.6	1800	Ing. ¹	19/04/2021	2
	0.4 – 0.6	1425	Ing. ¹	02/06/2021	8
	0.4 – 0.6	1425	Ing. ¹	25/07/2021	2
	0.4 – 0.6	1425	Ing. ¹	20-22/05/2022	7
	0.4 – 0.6	1425	Ing. ¹	11-12/06/2022	5
IMACS	0.4 – 0.6	1800	Ing. ¹	26/02/2021	1
	0.4 – 0.6	1800	Ing. ¹	17/04/2022	1
MagE	0.4 – 0.9	4100	Ing. ¹	15/04/2022	2
	0.4 – 0.9	4100	Q4FEM5BG	31/07/2022	1
TSpec	1.0 – 2.4	3500	23A-957848	03-04/05/2023	78
	1.0 – 2.4	3500	24A-527072	18-19/06/2024	35
	1.0 – 2.4	3500	24A-527072	19/07/2024	26
FIRE	0.8 – 2.4	4000	I4T024LE	30/05/2023	8

Tabla 2.2.1: Datos espectrales utilizados en esta Tesis. La primera columna muestra el nombre del espectrógrafo. La segunda y tercera columna son, respectivamente, el rango espectral cubierto y el poder resolutivo (R) del espectrógrafo. La cuarta y quinta columna muestran, respectivamente el ID del programa y la fecha de la observación. La sexta columna muestra el número de fuentes observada en el área del Complejo RCW 91.

¹ Datos obtenidos por el Dr. David Sanmartim durante noches de ingeniería, pero que lamentablemente no están disponibles públicamente.

A continuación, se describen brevemente las observaciones y los criterios de selección de la muestra, ordenados de forma cronológica:

26/02/2021 – IMACS

En esta campaña, se observó Sapaki para intentar confirmar su tipo espectral utilizando el rango óptico. Lamentablemente, la S/N en la región 0.40–0.45 μm no fue lo suficientemente alta como para clasificarla adecuadamente.

19/04/2021 – LDSS

En esta campaña, nuevamente se observó Sapaki en el rango óptico, pero con otro instrumento y un mayor tiempo de exposición. Si bien la S/N en el rango 0.40 – 0.45 μm aumentó, no permitía una clasificación precisa, más allá de saber que es de tipo O4 o más temprana. La segunda fuente observada es una estrella que cayó en la rendija y cuyo espectro también se pudo extraer, confirmando que es una estrella tardía.

02/06/2021 – LDSS

En esta campaña, se observaron fuentes de Lynga 3 en el rango óptico. Para seleccionar las fuentes, se definió un área circular de radio $5'$ centrada en las coordenadas de Lynga 3 (ver Tabla 4.1.3). Luego, seleccionamos aquellas fuentes que presenten magnitudes en el rango $7.0 < H < 12.15$ con errores $\sigma_H < 0.1$, un rango de colores $0.3 < (J - K_S) < 1.65$ y un cociente de colores $1.2 < (J - H)/(H - K_S) < 2.65$ (Roman-Lopes et al. 2016). Además, los movimientos propios de Gaia DR2 muestran una distribución con un centro aproximado en $(\mu_{RA}, \mu_{Dec}) \sim (-4.9, -3.6)$ mas yr⁻¹, por lo que seleccionamos fuentes con $-5.15 < \mu_{RA} < -4.65$ y $-3.95 < \mu_{Dec} < -3.35$ mas yr⁻¹. Al final, se eligen las fuentes más brillantes, con magnitudes $V < 15$ mag, obteniendo así una muestra de 12 estrellas. Al final, se logró observar 7 estrellas de la muestra, más una adicional que cayó en la rendija de una de las observaciones.

25/07/2021 – LDSS

En esta campaña, se observaron más fuentes de Lynga 3 en el rango óptico. Los criterios de selección son los mismos de la campaña anterior, aunque en este caso se observaron solamente 2 fuentes nuevas.

15/04/2022 – MagE

En esta campaña, se observó nuevamente Sapaki y una fuente de Lynga 3 en el rango óptico, ahora con un espectrógrafo de mayor poder resolutivo y mayor tiempo de exposición. En efecto, la mayor calidad de los datos en este caso, nos permitió refinar la clasificación espectral de ambas fuentes.

17/04/2022 – IMACS

En esta campaña, nuevamente se observó Sapaki en el óptico, pero con un tiempo de exposición ligeramente mayor. Desafortunadamente, la calidad de los datos no es suficiente para clasificar la estrella.

20-22/05/2022 – LDSS

En esta campaña, se observaron fuentes de Lynga 3 y también Sapaki en el óptico. Para seleccionar fuentes adicionales, se siguieron los mismos criterios que los empleados en la campaña del 02/06/2021, solo que esta vez se aumentó el radio de búsqueda a $7'$ y se relajó la magnitud visual hasta $V < 15.5$ mag, obteniendo así una muestra de 92 fuentes de las cuales ya habíamos observado 9 en las campañas anteriores. Al final, se observaron 2 fuentes nuevas, más una fuente adicional que cayó en la rendija de una de las observaciones. Además, se observaron 3 fuentes que ya habían sido observadas en la campaña del 02/06/2021, pero con un mayor tiempo de exposición para refinar/confirmar su tipo espectral.

11-12/06/2022 – LDSS

En esta campaña, se observaron más fuentes de Lynga 3 en el óptico. Los criterios de selección son los mismos de la campaña anterior, aunque en este caso se observaron 4 fuentes nuevas y una fuente que ya había sido observada en la campaña del 02/06/2021.

31/07/2022 – MagE

En esta campaña, se observó Sapaki en el rango óptico. En este caso, dedicamos todo el tiempo de observación (~ 5 hrs) a una sola estrella, con el objetivo de “recolectar” la mayor cantidad de fotones posibles. Esta observación es clave, pues permitió clasificar la estrella de forma precisa, además de determinar otros parámetros clave como su velocidad radial.

03-04/05/2023 – TSpec

En esta campaña, se observaron fuentes distribuidas en varias zonas del Complejo RCW 91 (RCW 91B y [CPA2006] S89/S91), ahora en el infrarrojo cercano. Para seleccionar fuentes en RCW 91B, se definió un área circular de radio $3'$ centrada en las coordenadas de Sapaki. Además, utilizando como referencia la fotometría de Sapaki ($K_S = 8.8$ y $(J - K_S) = 1.0$), seleccionamos fuentes que presenten magnitudes $8 < K_S < 14$ y colores $0.3 < (J - K_S) < 2.0$. Al final, se obtuvo una muestra de ~ 360 fuentes, de las cuales se observaron 64 fuentes en RCW 91B, de las cuales 2 ya fueron observadas en la campaña del 19/04/2021 (Sapaki y otra fuente). Por otra parte, se observaron 8 fuentes en [CPA2006] S89, y 6 fuentes en [CPA2006] S91. En estos casos, no hay un criterio de selección formal y nos limitamos a observar las estrellas más brillantes en el infrarrojo (magnitudes K_S , y magnitudes en 3.6 y $4.5 \mu\text{m}$).

30/05/2023 – FIRE

En esta campaña, se observaron fuentes alrededor de RCW 91B en el infrarrojo cercano. En este caso, los criterios de selección son los mismos que la campaña anterior, pero se extendió el radio de búsqueda a $10'$. Al final, se logró observar 7 fuentes nuevas, más una fuente ya observada en la campaña del 20-22/05/2022 (fuente 462 en la Tabla D.1) para usar como espectro de referencia. Finalmente, se obtuvieron espectros de estrellas tempranas con tipo espectral conocido en NGC 3603 y Trumpler 14, para ser utilizados como espectros de referencia en nuestro análisis (ver Apéndice A3).

18-19/06/2024 – TSpec

En esta campaña, se observaron fuentes en RCW 91 y Lynga 3, en el infrarrojo cercano. En este caso, utilizamos criterios de selección más refinados que los anteriores. Para seleccionar las fuentes, definimos un área circular de radio $7'$ centrada en Sapaki, y luego elegimos las fuentes que presenten magnitudes $11 < K_S < 14$ y colores $0.6 < (J - K_S) < 1.0$. Además, seleccionamos fuentes que presenten movimientos propios de Gaia DR3 en el rango $-5.3 < \mu_{\text{RA}} < -4.8$ y $-3.9 < \mu_{\text{Dec}} < -3.3$ mas yr^{-1} . Al final, se observaron 8 fuentes que cumplían estos criterios. También, se observaron 10 fuentes adicionales con magnitudes y colores típicos de gigantes/supergigantes rojas. Por otra parte, se definieron los mismos criterios para Lynga 3, y se logró observar 6 fuentes nuevas que cumplían los criterios, más una adicional que mostraba un movimiento propio muy diferente (i.e. *runaway*). En el área de Lynga 3, también observamos 3 fuentes que ya habíamos observado con espectroscopía óptica, además de 10 fuentes con magnitudes y colores típicos de gigante/supergigantes rojas.

19/07/2024 – TSpec

En esta campaña, nuevamente se observaron fuentes en RCW 91 y Lynga 3, para las cuales se aplicaron los mismos criterios que la campaña anterior. Restricciones técnicas durante la campaña limitaron la observación de fuentes a aquellas relativamente brillantes. En el caso de RCW 91B, se observó 1 fuente nueva que presenta un valor de μ_{Dec} ligeramente fuera del rango definido en el criterio de selección, además de 3 fuentes que ya habíamos observado en la campaña del 03-04/05/2023 pero con un mayor tiempo de exposición, y 8 fuentes con colores típicos de gigantes/supergigantes rojas. En el caso de Lynga 3, no se observaron fuentes que cumplieran los criterios, sino que se observaron 9 fuentes con colores típicos de gigantes/supergigantes rojas. También observamos 5 fuentes fuera de los límites definidos para cada grupo, en donde 4 fuentes son posiblemente gigantes/supergigantes rojas y la restante es una estrella con tipo espectral conocido. Finalmente, cabe señalar

que obtuvimos espectros de estrellas tempranas con velocidad radial conocida en NGC 6231, para ser usados como espectros de referencia en nuestro análisis (ver Apéndice A3).

2.2.2. Reducción y extracción de los datos

El proceso de reducción y extracción de los datos espectrales depende del instrumento utilizado y del rango espectral cubierto, aunque sigue un procedimiento estándar que se bosqueja en la Figura 2.2.1. El resultado de la extracción, son espectros 1D de las fuentes, en donde el eje X muestra la longitud de onda (en Å) y el eje Y muestra el flujo normalizado (en unidades arbitrarias). Los detalles del proceso de reducción y extracción de los datos de cada instrumento se presentan en el Apéndice A2.

2.2.3. Bases de datos adicionales

Se realizó una búsqueda de datos espectrales en las bases de datos *NOIRLab Astro Data Archive*³, *ESO Archive Science Portal*⁴, y *MAST Portal*⁵. En las primeras dos bases de datos hay espectroscopía disponible para fuentes en el Complejo RCW 91, mientras que en la última base no existen datos espectrales para esta región.

A continuación, se hace un estudio de la espectroscopía disponible en estas bases de datos y se discute brevemente su pertinencia para este trabajo de Tesis.

NOIRLAB Astro Data Archive

En esta base de datos, existe espectroscopía óptica e infrarroja para diversas fuentes en el Complejo RCW 91 en los espectrógrafos Goodman y OSIRIS del telescopio SOAR (el primero está operativo, el segundo ya está discontinuado).

Hay espectros ópticos tomados con Goodman (ID Prog. soar⁶) en las fechas 09/03/2015 y 29/03/2015. Entre ambas fechas, se observaron 4 fuentes en el Complejo RCW 91: Sapaki, 304, WR 67-3 y SC3 (ver Tabla D.1). Para Sapaki y 304, utilizaremos los espectros de Goodman para medir sus velocidades radiales y comparar con los valores obtenidos en otras épocas. El objeto WR 67-3 es una estrella catalogada con el tipo WN 10 cuya distancia se ha estimado en $\gtrsim 3$ kpc (Rate & Crowther 2020), así que añadiremos este objeto a la muestra por su naturaleza masiva (y lo re-clasificamos). El objeto SC3 no está catalogado en la literatura, pero como veremos más adelante es una estrella de tipo B-temprano ubicada a una distancia $\gtrsim 3$ kpc, por lo que también será añadida a la muestra. La reducción y extracción de los datos de Goodman es virtualmente el mismo que el procedimiento seguido con LDSS (ver Apéndice A2.1).

En este caso, se descargan, reducen y extraen los espectros de Goodman de las fuentes Sapaki, 304, WR 67-3 y SC3, de las campañas 09/03/2015 y 29/03/2015. Los datos de OSIRIS no serán utilizados en este trabajo de Tesis, puesto que su uso no impacta en las conclusiones de esta tesis.

ESO Archive Science Portal

En esta base de datos, existe espectroscopía óptica e infrarroja con los espectrógrafos

³<https://astroarchive.noirlab.edu/portal/search/>

⁴<https://archive.eso.org/scienceportal/home>

⁵<https://mast.stsci.edu/portal/Mashup/Clients/Mast/Portal.html>

⁶Los datos no tienen un ID Prog. asociado, así que probablemente fueron obtenidos en noches de ingeniería

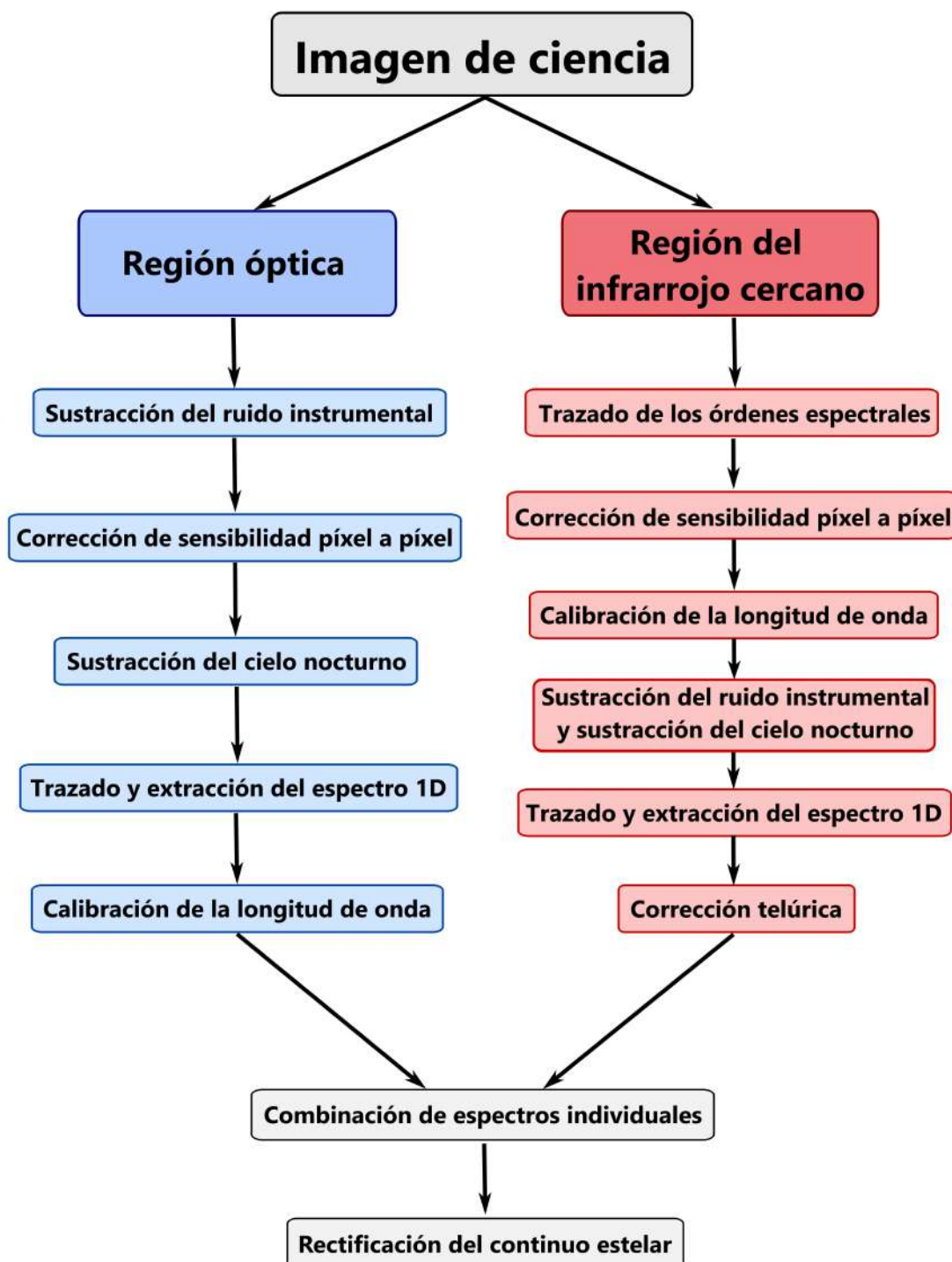


Figura 2.2.1: Esquema del proceso de reducción y extracción de datos espectrales. En el Apéndice A2, se presentan los detalles concernientes a cada espectrógrafo utilizado.

FEROS, ESPRESSO y XSHOOTER, para un número acotado de fuentes en el Complejo RCW 91.

Después de una exhaustiva revisión de la espectroscopía óptica disponible, determinamos que estos datos no impactan significativamente las conclusiones de esta Tesis, por lo que ninguno de los espectros disponibles en esta base de datos será utilizado en este trabajo de Tesis.

2.3. Metodología de análisis

2.3.1. Clasificación espectral

El espectro estelar se forma en las capas superiores de una estrella (mayormente en la fotosfera) y sus características determinan la naturaleza de la estrella observada. La clasificación espectral estelar está cimentada sobre el proceso MK (Morgan et al. 1943, Morgan & Keenan 1973), el cual introduce un sistema de clasificación bidimensional (temperatura y luminosidad) basado en una grilla de espectros estándares que sirve como marco de referencia. De esta forma, se escoge el espectro estándar que más se parece al espectro observado, determinando así su tipo espectral y clase de luminosidad. La región que optimiza la clasificación de estrellas tempranas en el sistema MK, es la región azul-violeta del espectro ($4000 - 5000 \text{ \AA}$), debido a que las líneas espectrales responden muy bien a los cambios de temperatura y luminosidad (Gray & Corbally 2009). Incluso, a día de hoy el sistema MK ha sido extendido para incluir la región del infrarrojo cercano (e.g. Hanson et al. 2005), aunque la clasificación de estrellas tempranas en esta región es menos precisa debido a la menor cantidad de transiciones atómicas útiles, y también por la fácil generación de líneas de emisión debido a efectos no-LTE (Przybilla 2010). En la Tabla 2.3.1 se resumen los tipos espectrales estelares según el sistema de clasificación MK.

La clasificación espectral de las fuentes observadas es el primer paso de nuestro análisis. En la Figura 2.3.1 se presenta la distribución de tipos espectrales determinados para las fuentes observadas en el Complejo RCW 91, en el Apéndice B1 se describe el método de clasificación para cada fuente, y en la Tabla D.2 se detalla la clasificación final. A continuación, se describen las librerías espectrales utilizadas.

Librerías espectrales

Para las estrellas de tipo O con espectroscopía óptica, se utilizaron los espectros disponibles en la base de datos *Galactic O-type Star Catalog* (GOSC⁷, Maíz Apellániz et al. 2013). Para las estrellas de tipo B con espectroscopía óptica, se utilizaron los espectros disponibles en la base de datos del proyecto IACOB (Astro+⁸, Negueruela et al. 2024). Dado que el poder resolutivo de los espectros en GOSC es $R \sim 2500$ y que la de los espectros en Astro+ es $R \sim 4000$, éstos serán degradados a la resolución de LDSS y IMACS según corresponda (ver Tabla 2.2.1). Por otra parte, los espectros de MagE son de mayor resolución ($R = 4100$), así que éstos se degradan a la resolución de los espectros de GOSC, LDSS o IMACS, según corresponda ($R = 1425 - 2500$). Para degradar los espectros, se adaptó la rutina `degrade.py` del repositorio⁹ de Tristan Cantat Gaudin, para que funcione con nuestros

⁷<https://gosc.cab.inta-csic.es/>

⁸<https://astroplus.ua.es/mkbtpestds/>

⁹<https://github.com/TristanCantatGaudin/spectroscopy>

Tipo Espectral	T_{eff} [K]	Características espectrales en la región óptica
O	30000 – 50000	He II moderado, He I y H débiles y metales ionizados (Si y N)
B	10000 – 30000	He II nulo, He I y H moderados-fuertes y metales ionizados (Si y Mg)
A	7500 – 10000	He I débil, H muy fuerte-moderado y metales ionizados (Ca, Mg, Fe y Ti)
F	6000 – 7500	H débil, metales ionizados (igual que el tipo A) y aparición de moléculas (CH)
G	5300 – 6000	H muy débil, metales ionizados y neutros (Ca, Fe, Mg, Sr y Cr) y moléculas (CH y CN)
K	3800 – 5300	H marginal, metales neutros y algunos ionizados (Cr, Fe y Sr) y más moléculas (CH, CN y MgH)
M	2500 – 3800	Principalmente metales neutros y moléculas (TiO, Cr, Ca, Fe, CaOH, MgH, VO, Ba, CH, entre otros)
L	1300 – 2500	Metales alcalinos neutros (Na, K y Cs), más moléculas (H ₂ O) y aparición de hidruros (FeH, CaH y MgH)
T	600 – 1300	Bandas moleculares prominentes (CH ₄ y H ₂) y desaparición de hidruros metálicos.

Tabla 2.3.1: Principales tipos espectrales del sistema MK (Gray & Corbally 2009). Desde los tipos tempranos (OBA), hasta los tipos más tardíos (GKM), representan una secuencia de la temperatura de las capas superiores de la estrella. Además, se incluyen los tipos L y T, que corresponden a objetos subestelares de masa $< 0.08 M_{\odot}$ (también conocidas como enanas marrones).

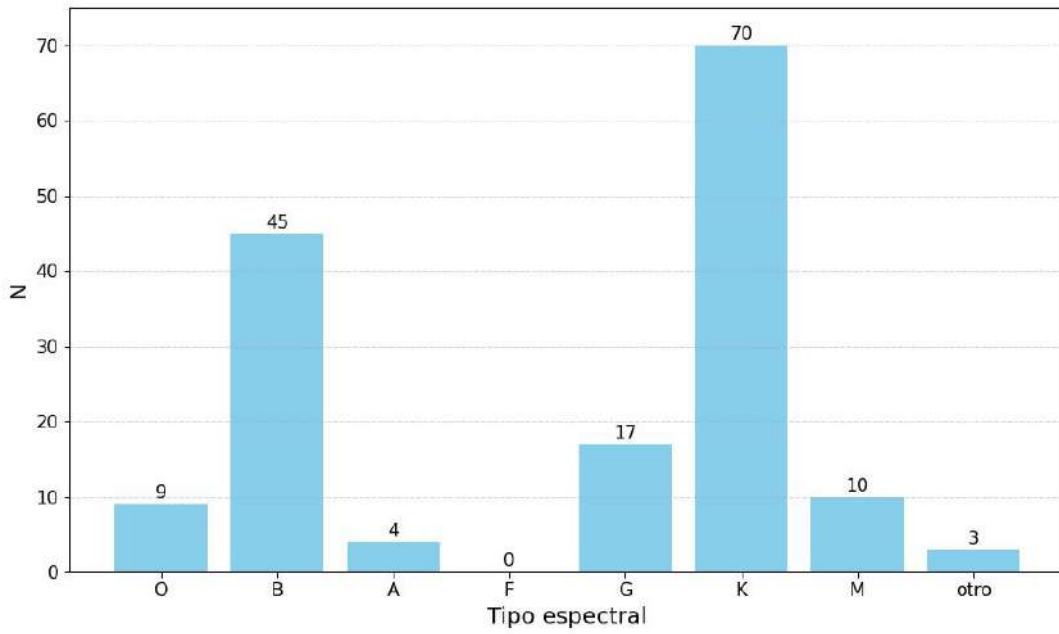


Figura 2.3.1: Distribución de tipos espectrales de las fuentes observadas en el Complejo RCW 91. En la categoría *otro*, se incluye una estrella de tipo WN 10, un YSO y una enana marrón, que corresponden a las fuentes SC3, T2g y T1a, respectivamente (ver Tabla D.2).

datos espectroscópicos.

Para las estrellas O3–B3 con espectroscopía infrarroja, se utilizó el atlas espectral de [Hanson et al. \(2005\)](#), cuyos espectros presentan un poder resolutivo $R = 8000$ en la banda H y $R = 12000$ en la banda K_S , por lo que serán degradados a la resolución de TSpec y FIRE según corresponda (ver Tabla 2.2.1). Además, durante las campañas observacionales del 03/04/2023 y 19/07/2024, se observaron estrellas con tipos espectrales O2–B7 y velocidad radial conocida (ver Apéndice A3), que además fueron obtenidas en condiciones similares a la de los espectros de ciencia.

Para las estrellas más tardías (AFGKM) con espectroscopía infrarroja, se utilizaron las librerías de [Wallace & Hinkle \(1997\)](#), [Meyer et al. \(1998\)](#), y [Wallace et al. \(2000\)](#), que proveen espectros en las bandas J , H , y K_S , respectivamente, con un poder resolutivo $R = 3000$. En este caso, los espectros de TSpec y FIRE se degradan a la resolución de estas librerías.

2.3.2. Calibraciones empíricas

Los colores intrínsecos, magnitudes absolutas y temperaturas efectivas de las fuentes observadas, se pueden estimar a partir de las observaciones y calibraciones empíricas disponibles en la literatura.

Color intrínseco

Para estrellas de tipo O2–O9.7, los colores intrínsecos $(B - V)_0$, $(V - J)_0$, $(V - H)_0$ y $(V - K_S)_0$, se obtienen de los valores tabulados en [Martins & Plez \(2006\)](#). Además, los colores intrínsecos infrarrojos $(V - L)_0$ y $(V - M)_0$, se obtienen de los índices tabulados en [Wegner \(1994\)](#), en donde se realizó una interpolación lineal para estimar los valores de

estrellas más tempranas que O5. Vamos a adoptar una incertidumbre interna de ± 0.05 mag para el color $(B - V)_0$, y de ± 0.1 mag para los colores $(V - J)_0$, $(V - H)_0$, $(V - K_S)_0$, $(V - L)_0$ y $(V - M)_0$, que corresponde a las incertidumbres reportadas en los ajustes de [Wegner \(1994\)](#) y [Martins & Plez \(2006\)](#).

Para estrellas de tipo B0–B9, se utilizan los colores intrínsecos $(B - V)_0$, $(V - J)_0$, $(V - H)_0$ y $(V - K_S)_0$, tabulados en [Wegner \(2014\)](#). Los colores intrínsecos $(V - L)_0$ y $(V - M)_0$ se obtienen de los índices tabulados de [Wegner \(1994\)](#). Vamos a adoptar una incertidumbre interna de ± 0.05 mag para los colores $(B - V)_0$, $(V - L)_0$ y $(V - M)_0$, y de ± 0.1 mag para los colores $(V - J)_0$, $(V - H)_0$ y $(V - K_S)_0$, que corresponde a las incertidumbres reportadas en [Wegner \(1994\)](#) y [Wegner \(2014\)](#).

Para las estrellas más tardías (A0–M5), los colores intrínsecos $(B - V)_0$, $(V - J)_0$, $(V - H)_0$ y $(V - K_S)_0$, se obtienen de los valores tabulados en [Wegner \(2014\)](#). Para estrellas de tipo A0–F9, los colores intrínsecos $(V - L)_0$ y $(V - M)_0$ se obtienen de [Ducati et al. \(2001\)](#), mientras que para estrellas de tipo G0–M5 se obtienen de [Koornneef \(1983\)](#). Vamos a adoptar una incertidumbre interna de ± 0.05 mag para los colores $(B - V)_0$, $(V - J)_0$, $(V - H)_0$, $(V - K_S)_0$, $(V - L)_0$ y $(V - M)_0$, que representa un valor típico para este tipo de estrellas ([Koornneef 1983](#); [Wegner 2014](#)).

Magnitud absoluta

Para estrellas de tipo O2–O9.7, se obtienen las magnitudes visuales absolutas M_V de los valores tabulados en [Martins & Plez \(2006\)](#), y adoptamos una incertidumbre interna de ± 0.1 mag reportada en dicho estudio.

Para estrellas de tipo B0–B3 y clase I, M_V se estima a partir de los valores calculados para estrellas Galácticas similares ([Crowther et al. 2006](#), [Lefever et al. 2007](#)). Para estrellas de tipo B0–B9 y clases II–III–IV, M_V se obtiene de los valores tabulados en [Wegner \(2007\)](#). Para estrellas de tipo B0–B9 y clase V, se utilizan los valores de M_V tabulados en [Eker et al. \(2018\)](#). Dada la dispersión observada en estrellas de tipo B, vamos a adoptar una incertidumbre interna de ± 0.5 mag en M_V para las estrellas de clase I, de ± 0.4 mag para las estrellas de clase II–III, y de ± 0.2 mag para las estrellas de clase IV–V (ver [Lefever et al. 2007](#); [Wegner 2007](#); [Eker et al. 2018](#)).

Para las estrellas tardías (A0–M5), se utilizan las calibraciones de M_V presentadas en [Wegner \(2007\)](#). Vamos a adoptar una incertidumbre interna de ± 0.8 mag en M_V para las estrellas de clase I, de ± 0.4 mag para las estrellas de clase II–III, y de ± 0.2 mag para las estrellas de clase IV–V (ver [Wegner 2007](#)).

Temperatura efectiva

Para estrellas de tipo O2–O4, se calcula el cociente entre el EW de N IV $\lambda 4058$ y N III $\lambda 4650$, el cual presenta una relación lineal con la temperatura efectiva T_{eff} , aunque para estrellas supergigantes este valor puede estar sobre-estimado en ~ 1000 K ([Roman-Lopes 2024](#)), por lo que sustraemos esta diferencia del valor calculado. Para estrellas de tipo O4–O9.7, se utilizan los valores de T_{eff} tabulados en [Martins et al. \(2005\)](#). Vamos a adoptar una incertidumbre interna de ± 3000 K para estrellas de tipo O4 o más temprana, de ± 2000 K para las estrellas en el rango O4–O7, y de ± 1500 K para estrellas O7 o más tardías, que corresponde a la dispersión natural de los datos observacionales (ver [Martins et al. 2005](#)).

Para estrellas de tipo B0–B3 y clase I, T_{eff} se estima a partir de los valores calculados para

estrellas Galácticas similares (Crowther et al. 2006, Lefever et al. 2007). Para estrellas de tipo B0–B3 y clases II–III–IV, se utilizan los valores tabulados de Nieva (2013). Para estrellas de tipo B4–B9.5 y clases III–IV–V, se utilizan las calibraciones de Eker et al. (2018) y Shokry et al. (2022). Vamos a adoptar una incertidumbre interna de ± 1500 K para las estrellas de tipo B3 o más temprano, de ± 1000 K para las estrellas en el rango B3–B8, y de ± 500 K para estrellas B8 o más tardías, según las incertidumbres reportadas en Crowther et al. (2006), Nieva (2013) y Eker et al. (2018).

Para estrellas de tipo A0–A9 y clase V, T_{eff} se obtiene de las calibraciones de Eker et al. (2018). Para estrellas de tipo F0–M5 y clase V, T_{eff} se calcula a partir del color intrínseco de la estrella, según los valores tabulados en Jian et al. (2017). Para estrellas de tipo A0–G9 y clase III, se utilizan las calibraciones de Damiani et al. (2016a). Para estrellas de tipo K0–M5 y clase III, T_{eff} se calcula a partir del color intrínseco, según los valores tabulados en Jian et al. (2017). Para estrellas de tipo K0–M5 y clase I, también se calcula a partir del color intrínseco, según los valores tabulados en Levesque et al. (2005), y para estrellas G0–G9 y clase I se complementa con los valores tabulados de Lyubimkov & Poklad (2014). Vamos a adoptar una incertidumbre interna de ± 300 K para el tipo espectral A, ± 200 K para los tipos FG, y ± 100 K para los tipos KM, según se reporta en los estudios de Levesque et al. (2005), Lyubimkov & Poklad (2014), Jian et al. (2017), y Eker et al. (2018).

2.3.3. Extinción en la línea de visión

Para calcular la extinción en la línea de visión, primero se calculan los excesos de color E_{B-V} , E_{V-J} , E_{V-H} y E_{V-K_S} , utilizando la fotometría disponible en el catálogo maestro y los colores intrínsecos determinados anteriormente. Después, se determina el parámetro de extinción óptica-selectiva R_V , como el promedio de los valores individuales calculados con las ecuaciones (A3)–(A5) de Fitzpatrick (1999). Finalmente, se calcula la extinción óptica total A_V a partir de la Ecuación 2.3.1. También se calcula la extinción en el infrarrojo cercano (A_J , A_H y A_{K_S}) utilizando los excesos de color calculados al principio. Los errores en cada cálculo se propagan de forma cuadrática.

$$A_V = E_{B-V} \cdot R_V \quad (2.3.1)$$

El valor de E_{B-V} depende de la fotometría B y V utilizada, el cual impacta en el resultado obtenido de R_V y A_V (ver Apéndice B2.1). Por ende, el cálculo de R_V y A_V se realizó 8 veces, en donde se fueron modificando las magnitudes B y V según su catálogo de origen. De esta forma, el valor final de R_V y A_V , se determinó con un algoritmo iterativo que calcula la media ponderada por el error de los 1–8 valores individuales, eliminando valores que estén alejados más de 4σ de la media, y repitiendo el proceso hasta que el valor converja.

La fotometría en las bandas J , H y K_S está disponible en el sistema fotométrico de 2MASS para todas las fuentes observadas, mientras que la fotometría en las bandas B y V no está disponible para las estrellas más débiles observadas, por ende en estos casos se realizan transformaciones de color a partir de otros sistemas fotométricos (e.g. DECaPS, Gaia DR3, VPHAS). Las formas de obtener las magnitudes B y V se describe a continuación.

- **NOMAD:** Las magnitudes B y V que provee este catálogo, se derivan a partir de la fotometría disponible en otros catálogos. Para las estrellas en el Complejo RCW 91, la fotometría puede ser importada del catálogo USNO-B1.0 (Monet & USNO-B Team 2002), importada de YB6 (USNO, no publicado) o calculada de los pasabandas de Tycho-2 (Høg et al. 2000). Dado que estos catálogos incluyen fotometría de apertura, los valores de R_V calculados con NOMAD tienden a diferir de los obtenidos con otras fuentes (ver Apéndice B2.1). En cualquier caso, si son valores atípicos serán eliminados del cálculo final de R_V .
- **TIC8.2:** Las magnitudes B y V de este catálogo, también se obtiene a partir de la fotometría de otros catálogos. Para las estrellas del Complejo RCW 91, la magnitud B puede ser importada del catálogo APASS DR9 (Henden et al. 2016), importada USNO-A2.0 (Monet et al. 1998) o calculada a partir de los pasabandas de Tycho-2 (Høg et al. 2000). En cambio, la magnitud V puede ser importada de APASS DR9, importada de UCAC4, o calculada a partir de los pasabandas de Tycho-2, Gaia DR2 e Hipparcos (Perryman et al. 1997).
- **UCAC4:** Las magnitudes B y V de este catálogo, son importadas directamente del catálogo APASS DR6 (Welch 2013).
- **APASS DR10:** Las magnitudes B y V de este catálogo, provienen de observaciones CCD realizadas específicamente para este censo.
- **Gaia DR3:** Las magnitudes V se calculan a partir de las transformaciones de color disponibles en la documentación oficial de Gaia DR3¹⁰, teniendo en cuenta el rango de aplicabilidad $-0.5 < (G_{Bp} - G_{Rp}) < 5.0$. Además, las magnitudes B se calculan con transformaciones de color también disponibles la documentación oficial, siguiendo el rango de aplicabilidad $-0.4 < (B - V) < 3.3$, y $(B - V) > 1.3$ para estrellas gigantes de tipo M.
- **Gaia DR2:** Las magnitudes V se calculan a partir de las transformaciones de color disponibles en la documentación oficial de Gaia DR2¹¹, teniendo en cuenta el rango de validez $-0.5 < (G_{Bp} - G_{Rp}) < 2.75$. De igual forma, las magnitudes B se calculan con transformaciones de color disponibles en la documentación oficial, siguiendo el rango de validez $-0.3 < (B - V) < 2.4$.
- **VPHAS+ DR2:** Dado que la fotometría de VPHAS+ está validada en el sistema fotométrico de *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), las magnitudes B y V se calculan a partir de las transformaciones de color de Jordi et al. (2006). En particular, utilizamos las transformaciones dependientes de la metalicidad (Tabla 4 de Jordi et al. 2006), para lo cual se supondrá que las estrellas observadas son de población tipo I (ricas en metales). Además, se utilizan las relaciones para B y V que requieren el color $(g - r)$, que está disponible para la mayoría de estrellas observadas.
- **DECaPS DR2:** Dado que la fotometría de DECaPS también está calibrada en el sistema de SDSS, para calcular las magnitudes B y V se sigue el mismo procedimiento que para VPHAS+ DR2.

Los resultados obtenidos se presentan en la Tabla D.2. En el Apéndice B2.2 se presenta un

¹⁰Relaciones de Gaia DR3 con otros sistemas fotométricos (Tabla 5.7)

¹¹Relaciones de Gaia DR2 con otros sistemas fotométricos (Tabla 5.8)

método alternativo para estimar los valores de E_{B-V} y A_V , a partir del EW de las bandas interestelares difusas (*Diffuse Interstellar Bands*, DIBs).

2.3.4. Distancia heliocéntrica

Para calcular la distancia heliocéntrica de las fuentes observadas, se adoptan 3 enfoques complementarios. Dos enfoques utilizan la ecuación del módulo de distancia, mientras que el tercero utiliza los paralajes de Gaia. Los enfoques adoptados se presentan a continuación.

Módulo de distancia óptico

La distancia heliocéntrica se puede estimar a partir de la ecuación del módulo de distancia, si se conoce de antemano la magnitud absoluta y la extinción de las fuentes observadas. En el rango óptico del espectro, el módulo de distancia se define como:

$$V - M_V = 5 \log(d) - 5 + A_V \quad (2.3.2)$$

En este caso, los valores de la distancia se calcularon en conjunto con la extinción, por lo que d y A_V dependerán de la magnitud V utilizada. Después, el valor final de la distancia d se calcula con el mismo algoritmo iterativo de R_V y A_V .

Módulo de distancia infrarrojo

El módulo de distancia requiere conocer la extinción en la línea de visión de antemano. No obstante, en el infrarrojo medio la extinción disminuye hasta en un factor ~ 40 en la región alrededor de $5 \mu\text{m}$ (banda M , [Rieke & Lebofsky 1985](#)). Por ende, vamos a suponer que la extinción en este rango es $A_{4.8 \mu\text{m}} \sim 0$, aunque advertimos que las distancias pueden ser sobrestimadas en $\sim 7 - 10 \%$ (según la extinción de cada fuente). Luego, la ecuación del módulo de distancia en el infrarrojo se define como:

$$m_{4.8 \mu\text{m}} - M_{4.8 \mu\text{m}} = 5 \log(d) - 5 \quad (2.3.3)$$

En este caso, se calculan las magnitudes absolutas $M_{4.8 \mu\text{m}}$ a partir de la magnitud absoluta M_V y el exceso de color $(V - M)_0$. Para la magnitud $m_{4.8 \mu\text{m}}$, se utilizan las magnitudes infrarrojas de los catálogos GLIMPSE360 ($I2$, $\sim 4.5 \mu\text{m}$) y AllWISE ($W2$, $\sim 4.5 \mu\text{m}$), convertidas a la magnitud en la banda M . Para la conversión, se asume que el infrarrojo medio la mayoría de estrellas se comportan aproximadamente como cuerpo negro, de forma que podemos aplicar una transformación del estilo $\Delta m = m_i + c_i$, en donde m_i es la magnitud $I2$ o $W2$, y c_i un factor de corrección para cada magnitud ($c_{I2} \approx 0.11 \text{ mag}$ y $c_{W2} \approx 0.09 \text{ mag}$). Luego, se calcula $d_{4.8 \mu\text{m}}$ como la media ponderada entre los valores individuales, siempre que exista fotometría en ambas bandas. Es importante señalar que si se considera $A_{4.8 \mu\text{m}} > 0$, entonces para una extinción de $A_V = 10 \text{ mag}$ la distancia puede ser sobrestimada en un $\sim 10 \%$.

Paralajes de Gaia

Gracias a la precisión de los catálogos de Gaia, es posible calcular la distancia heliocéntrica por medio de la paralaje. La expresión que relaciona la distancia y la paralaje es la siguiente:

$$d = 1/\bar{\omega}_c \quad (2.3.4)$$

En donde $\bar{\omega}_c = \bar{\omega} - Z_{\text{DR3}}$ es la paralaje corregida, $\bar{\omega}$ es la paralaje publicada, y Z_{DR3} es el punto cero de la paralaje calculada con la receta de [Maíz Apellániz \(2022\)](#). Además, dado

que la incertidumbre de la paralaje está subestimada, se calcula la incertidumbre externa σ_{ext} , la cual puede ser hasta un factor 3 veces mayor que la incertidumbre publicada en Gaia DR3.

Asimismo, Bailer-Jones et al. (2021) proporcionaron dos estimados de la distancia heliocéntrica para los objetos de Gaia DR3. El estudio emplea un algoritmo de precedentes Bayesianos isotrópicos, para calcular una distancia geométrica basado en la paralaje publicada y su incertidumbre, y una distancia foto-geométrica que también utiliza el color y la magnitud del objeto. Dado que la distancia foto-geométrica es menos exacta en latitudes Galácticas bajas, se pueden utilizar las distancias geométricas para las estrellas del Complejo RCW 91. A pesar de que el formalismo de Bailer-Jones et al. (2021) se basa en la distribución espacial de estrellas tardías (no estrictamente aplicable a estrellas OB), en la mayoría de casos las distancias geométricas son similares a los valores obtenidos con otros enfoques. Los resultados obtenidos para la distancia heliocéntrica se compilan en la Tabla D.3.

2.3.5. Velocidad radial

Para medir la velocidad radial de las fuentes, se adoptan 2 enfoques complementarios. El primer enfoque se basa en ajustar perfiles de Gauss cada línea de absorción/emisión presente en el espectro observado. El segundo utiliza la técnica de correlación cruzada con un espectro de referencia con similar tipo espectral. Los enfoques se describen en detalle a continuación.

Ajuste Gaussiano línea por línea

En primer lugar, se compiló un catálogo con transiciones atómicas (e.g. He II) y moleculares (e.g. CO) en el rango $0.35 - 2.45 \mu\text{m}$. Se obtuvieron las longitudes de onda (en el aire y en el vacío) de las bases de datos *NIST Atomic Spectra Database*¹² y *Atomic Line List*¹³. Además, se compilaron las longitudes de onda de DIBs a partir de estudios disponibles en la literatura (Galazutdinov et al. 2000, Cox et al. 2014, Hamano et al. 2015, Fan et al. 2019). Asimismo, se compilaron las longitudes de onda del hidrógeno molecular H_2 en el rango infrarrojo (Aleman & Gruenwald 2011, Kaplan et al. 2021). El uso de las longitudes de onda en el aire o en el vacío, dependen de la solución de dispersión aplicada en la extracción de los espectros, la cual varía según el instrumento (ver Apéndice A2).

Para medir las velocidades radiales línea por línea, se desarrolló un algoritmo en Python que recibe como entrada un archivo fits (o texto) con el espectro y un diccionario con la configuración de cada línea a medir. La configuración incluye el identificador de la línea, la longitud de onda central (λ_0), el poder resolutivo (R), el tipo de línea (emisión o absorción), un marcador para elegir si ajustar el continuo local (sí o no), y la región definida para el ajuste (continuo izquierdo - línea - continuo derecho). El procedimiento que sigue el algoritmo de Python es el siguiente:

- 1) Se crea un objeto `Spectrum1D`, con el eje espectral en unidades Å y el flujo en unidades arbitrarias. Luego, con la configuración del catálogo, se extrae la región del espectro que solo contiene la línea, y se ajusta una `Gaussiana1D` “a la fuerza” con el módulo `specutils` de Python. El objetivo del ajuste, es generar valores iniciales

¹²https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

¹³<https://linelist.pa.uky.edu/newpage/index.html>

para los parámetros que caracterizan a la Gaussiana: amplitud (amp), centro (cen) y desviación estándar (sig). Para la estimación inicial de parámetros, se asume un continuo unitario.

- 2) Se vuelve a realizar el ajuste Gaussiano sobre la línea, aunque esta vez se utilizan como estimación inicial los parámetros calculados anteriormente. Si se elige ajustar el continuo local, entonces también se ajusta un polinomio de grado 1 a la región de continuo definida en la configuración. Si no se quiere ajustar el continuo local, el algoritmo asume que tiene un valor igual a 1. Así, se vuelve a generar una nueva serie de parámetros que definen a la Gaussiana (amp, cen y sig).
- 3) Se sustrae el modelo Gaussiano de la línea espectral para visualizar los residuos. También, se calcula la media y la desviación estándar del flujo en las regiones del continuo. Esto permite visualizar (más adelante) si los residuos del ajuste están dentro de 1σ del flujo del continuo.
- 4) Se calcula la velocidad radial con la fórmula $V_r = c \cdot (\text{cen} - \lambda_0)/\lambda_0$, en donde $c = 299792 \text{ km s}^{-1}$ es la velocidad de la luz en el vacío. Además, existen dos factores que influyen en la incertidumbre de la velocidad radial: la incertidumbre del ajuste Gaussiano y el error inherente de la resolución espectral. El primero, se calcula como $\Delta V_{r,1} = c \cdot (\Delta \text{cen}/\text{cen})$, en donde Δcen es la desviación estándar del ajuste Gaussiano1D. El segundo, se calcula como $\Delta V_{r,2} = c/(\alpha R)$, en donde $\alpha = 1.21$ es un factor de conversión entre R y el $FWHM$ de la Gaussiana (Robertson 2013). Luego, los errores se suman de forma cuadrática, para así calcular el error sistemático σ_{syst} de las mediciones. Cabe señalar que, para los espectrógrafos utilizados, el error instrumental tiende a dominar por sobre el error del ajuste, aunque la influencia de la resolución instrumental se puede atenuar al medir la velocidad radial de más líneas.
- 5) Se grafica la región del espectro que incluye la línea, el continuo y el modelo Gaussiano, así como los residuos luego de sustraer el modelo a la línea espectral. De esta forma, se chequea visualmente que los residuos estén dentro del ruido del continuo, en caso contrario se modifica la configuración de la línea hasta lograr un mejor ajuste.
- 6) Se crea una lista con la configuración de las N líneas que se desea medir en un espectro. En este punto, si fue imposible conseguir un ajuste satisfactorio para una línea, entonces se deja del cálculo final. Después de ajustar todas las líneas, se genera un archivo con el identificador de cada línea, su velocidad radial e incertidumbre asociada.
- 7) La velocidad radial final se calcula como la media ponderada de los valores medidos para cada línea. El error sistemático final se calcula como el promedio de los σ_{syst} individuales ponderado por el factor $\sqrt{N-1}$. Además, se calcula un error estadístico (σ_{stat}) como la desviación estándar del promedio de velocidades radiales.
- 8) Finalmente, se realiza la corrección heliocéntrica, para lo cual se calcula la velocidad radial de la Tierra con respecto al Sol, para las coordenadas de cada fuente y su fecha de observación. Para esto, se emplea la rutina `rvcorrect` de IRAF con su configuración por defecto. La rutina entrega el valor V_{HELIO} , el cual se debe sumar a la velocidad radial V_r calculada con el algoritmo. Este paso no se realiza para los datos de FIRE, que ya entregan la calibración en longitud de onda con la corrección

heliocéntrica.

La velocidad radial fue medida en los espectros con su resolución original ($R = 1400 - 4100$), así que las velocidades radiales medidas de esta forma acarrean incertidumbres altas. Es por ello que la mejor manera de disminuir la incertidumbre (σ_{syst}) es aumentando el número de líneas a medir (N). No obstante, el algoritmo falla al ajustar líneas con una S/N muy baja o con perfiles anchos que distan de una Gaussiana, por lo que es importante hacer un chequeo visual de los ajustes realizados a cada línea, para cada espectro. Así, se eliminan líneas problemáticas del cálculo final de velocidad radial. Las medidas de velocidad radial obtenidas con este método se presentan en la Tabla D.4.

Correlación cruzada con espectros de referencia

La técnica de correlación cruzada se basa en comparar el espectro observado de una estrella y un espectro de referencia, para determinar el desplazamiento Doppler que mejor alinea ambos espectros. La rutina `fxcor` de IRAF permite medir velocidades radiales con esta técnica, para lo cual se basa en el método desarrollado por [Tonry & Davis \(1979\)](#). Aunque, para que la técnica funcione correctamente, ambos espectros deben ser de tipos espectrales similares y deben estar a la misma resolución.

Para las estrellas O3–B3 con espectroscopía óptica, se utilizaron los espectros de GOSC y se degradó la resolución de los datos correspondientes. Para las estrellas O3–B3 con espectroscopía infrarroja, se utilizaron espectros observados en las campañas del 03/04/2023 y 19/07/2024, de estrellas OB en NGC 6231 que tuvieran una velocidad radial conocida. Para las estrellas más tardías (GKM), se utiliza como referencia la velocidad radial reportada en Gaia DR3 (y corregida por el punto cero, [Katz et al. 2023](#)) de una estrella brillante que haya sido observada en la misma campaña. En la Tabla D.4, se presentan las estrellas de referencia utilizadas con las fuentes del Complejo RCW 91.

A continuación, se describe el procedimiento para medir velocidades radiales con `fxcor`:

- 1) A partir del catálogo compilado con transiciones atómicas, transiciones moleculares y DIBs, se construye una máscara con regiones del espectro que contengan líneas importantes en la clasificación, evitando seleccionar DIBs y/o líneas claramente contaminadas por emisión nebular. Las regiones son dependientes del tipo espectral, por lo que se eligen ventanas específicas para los tipos espectrales O2–O4, O4–O9.7, B0–B3, B3–B9.7, A0–A9, G0–G9, K0–K5, y M0–M5.
- 2) Se ejecuta la rutina `fxcor` con el espectro de ciencia y el espectro de referencia más adecuado. La rutina permite editar las regiones importantes de forma interactiva, por lo que se revisa (y se edita de ser necesario) que las regiones efectivamente cubran líneas importantes. Luego, se realiza la correlación entre ambos espectros.
- 3) Si la técnica está bien ejecutada, entonces el perfil de correlación debería ser similar a un perfil Gaussiano, en donde el máximo de intensidad representa el desplazamiento Doppler (i.e. velocidad radial) y el FWHM del perfil representa la dispersión de velocidades (i.e. incertidumbre). Ahora, se edita interactivamente el nivel base del ajuste para que coincida con la base del perfil de correlación, sino la incertidumbre estará sub-estimada. De esta forma, a partir de la velocidad radial de la estrella de referencia ($V_{r,\text{ref}}$), se obtiene la velocidad radial relativa (ΔV_r) entre el espectro observado y el de referencia.

Idealmente, la correlación cruzada se debe realizar con un espectro de referencia con la corrección heliocéntrica ya aplicada. No obstante, en ocasiones ejecutaremos la correlación cruzada entre espectros obtenidos en distintas épocas, por lo tanto debemos tener en cuenta la corrección heliocéntrica de ambos objetos. De esta forma, la velocidad radial final ($V_{r,\text{XCor}}$) se calcula de la siguiente forma:

$$V_{r,\text{XCor}} = (\Delta V_r + V_{\text{HELIO}}) + (V_{r,\text{ref}} - V_{\text{HELIO,ref}}) \quad (2.3.5)$$

en donde V_{HELIO} y $V_{\text{HELIO,ref}}$ corresponde a la corrección heliocéntrica de la estrella observada y de referencia, respectivamente. En el caso de los espectros de GOSC, los espectros están con las longitudes de onda en reposo, por ende se tiene que $V_{r,\text{ref}} = 0$ y $V_{\text{HELIO,ref}} = 0$ (ver [Sota et al. 2011](#)). Para la incertidumbre de $V_{r,\text{XCor}}$, consideramos el valor que nos entrega la rutina `fxcor`, que es un factor de $\sim 2 - 3$ más pequeño en comparación con la incertidumbre del ajuste Gaussiano línea por línea.

Una consideración importante sobre este procedimiento es que si una fuente (ya sea ciencia o referencia) es una binaria espectroscópica, probablemente se obtendrán valores incorrectos de velocidad radial, sobretodo si los espectros tiene un poder resolutivo $R \lesssim 2000$. Si la referencia es una (posible) binaria, entonces se elige otro espectro con el cual comparar. Debido a que la mayoría de estrellas OB son, en realidad, sistemas binarios o múltiples ([Offner et al. 2023](#)), es difícil encontrar estrellas de referencia adecuadas. Para estrellas B en el infrarrojo cercano, se utilizó la muestra de [Banyard et al. \(2022\)](#) para seleccionar estrellas que tuvieran velocidades radiales estables o variables pero sin una señal periódica significativa. En el caso de estrellas O en el infrarrojo cercano, solo fue posible observar HD 152314 (O9 IV) que está catalogada como variable en velocidad radial y un período identificado, pero sin solución orbital. En este último caso, lo mejor que podemos hacer es utilizar el período de 438.6 días determinado por [Banyard et al. \(2022\)](#) y estimar la velocidad radial que debería tener la estrella para la fecha de observación con TSpec (19/07/2024), dando un valor de $V_r \sim -25 \text{ km s}^{-1}$. Aún así, los valores obtenidos con este método para estrellas O en el infrarrojo cercano, deben ser utilizados con precaución, y probablemente lo mejor es utilizar los valores obtenidos con el ajuste Gaussiano línea por línea. En cualquier caso, para el resto de estrellas de desempeña muy bien, sobretodo para estrellas más tardías debido a la mayor densidad de líneas espectrales. Los resultados para la velocidad radial con este método se presentan en la Tabla D.4, junto con la referencia utilizada.

2.3.6. Velocidad peculiar

La velocidad peculiar de una estrella, corresponde a la velocidad relativa de la estrella con respecto a un sistema de referencia local (*Local Standard of Rest*, LSR). El LSR representa el movimiento promedio de estrellas en la vecindad solar con respecto al centro Galáctico, aunque suele aproximarse como un punto centrado en el Sol que se mueve en una órbita perfectamente circular ([Carroll & Ostlie 1996](#)). La velocidad peculiar de una estrella puede expresarse en coordenadas Galácticas, de forma que se puede separar en una componente en la línea de visión (radial) y una componente en el plano del cielo (tangencial). De esta forma, se puede determinar la velocidad peculiar de una estrella a partir de mediciones de su velocidad radial y movimiento propio.

El movimiento observado en una estrella de nuestra Galaxia, puede expresarse como la suma de la velocidad peculiar del Sol, la componente de rotación Galáctica y la velocidad peculiar de la estrella. Primero se determina por separado la componente tangencial ($V_{t,pec}$) y radial ($V_{r,pec}$), y luego se calcula la velocidad espacial (V_S) como la suma cuadrática de ambas componentes. En el Apéndice B4.1 se presenta la metodología para calcular cada componente y la velocidad espacial.

2.3.7. Descontaminación de estrellas de campo

Cuando estudiamos el diagrama color-magnitud (*Color-Magnitude Diagram*, CMD) de una región de nuestra Galaxia, en realidad estamos observando estrellas a lo largo de toda esa línea de visión, de forma que el CMD de la región estará contaminado con estrellas de campo. Un método confiable para identificar las estrellas contaminantes, consiste en comparar de forma la fotometría (y, si es posible, movimientos propios) de una muestra de estrellas de la región, con otra muestra tomada en una región de control con características similares. Para seleccionar una región de control adecuada, se utilizó un test de Kolmogorov-Smirnov (KS) el cual se detalla en el Apéndice B5.1.

Para realizar la descontaminación de estrellas de campo, se desarrolló un algoritmo en Python que se basa en la prescripción de Maia et al. (2010), para descontaminar de forma estadística el CMD de la región, y cuyo procedimiento se detalla a continuación:

- 1) Se ingresa un catálogo con los datos de la región de ciencia y otro con los datos de la región de control, y se definen áreas circulares de igual tamaño en el cielo sobre las cuales aplicar el algoritmo.
- 2) Se define el número (n_{par}) y tipo de parámetros que se utilizarán en la descontaminación. Puede ser una descontaminación con dos parámetros (2D) o con tres parámetros (3D). Usualmente, los parámetros son magnitudes y colores, aunque se puede intentar con otro tipo de parámetros.
- 3) Se construye un diagrama con los n_{par} parámetros ingresados. Luego, el diagrama se divide en celdas lo suficientemente pequeñas para detectar variaciones locales en varias zonas, pero lo suficientemente grande para incluir un número significativo de estrellas. Basado en esto, a cada estrella de una celda se le asigna una probabilidad de membresía inicial $P = (N_{region} - N_{control})/N_{region}$, en donde N_{region} y $N_{control}$ representa el número de estrellas en una celda dada de la región de ciencia y región de control, respectivamente.
- 4) Se cambia la configuración de la grilla, aumentando/disminuyendo el tamaño de las celdas y desplazándolas en un valor de 1/3 de su tamaño original. De esta forma, se generan $3^{n_{par}}$ configuraciones diferentes para las cuales se calcula un valor de P . Luego, se calcula el promedio (P_{avg}), la moda (P_{mod}) y la mediana (P_{med}) de los $3^{n_{par}}$ valores de P . Además, para cada configuración se calcula el índice de exclusión E , que corresponde al cociente entre el número de veces que una estrella tiene $P = 0$ y el número de configuraciones de la grilla. Finalmente, se excluyen las fuentes que cumplan el siguiente enunciado: ($P_{avg} < 0.07$ ó $P_{med} < 0.08$) y $E > 0.5$
- 5) Lo más común es utilizar fotometría como los parámetros primarios de descontaminación. Pero, se desarrolló una opción para que el algoritmo reasigne

el valor de P , ahora teniendo en cuenta los movimientos propios de las fuentes. Para esto, se ingresa un valor central de $\mu_{\text{RA},0}$ y $\mu_{\text{Dec},0}$ que se calcula con un ajuste Gaussiano al movimiento propio de las estrellas OB en la región. Luego se define un área elíptica (A_0) centrada en $\mu_{\text{RA},0}$ y $\mu_{\text{Dec},0}$, cuyos semiejes mayores equivalen a 3σ del ajuste Gaussiano en cada dirección. Luego, para cada estrella se define un área elíptica (A_1) de forma similar, utilizando los movimientos propios y sus errores. De esta forma, la probabilidad de que una estrella pertenezca al conjunto definido, se calcula como el cociente entre el área que resulta de la intersección de ambas elipses (A_{int}) y el área de la elipse del conjunto, o equivalentemente $P_{\text{ell}} = 100 (A_{\text{int}}/A_0)$.

- 6) Si solo utilizamos magnitudes y colores en la descontaminación, entonces a cada estrella se le asigna la probabilidad de membresía $P = P_{\text{avg}}$. En caso contrario, se asigna un peso ω_1 a la probabilidad calculada con fotometría (P_{avg}) y un peso ω_2 a aquella calculada con movimientos propios (P_{ell}). En nuestro caso, asignamos $\omega_1 = 0.2$ y $\omega_2 = 0.8$, de forma que la probabilidad de membresía se calcula como $P = 0.2 P_{\text{avg}} + 0.8 P_{\text{ell}}$.

Es importante remarcar que cuando solo se utiliza fotometría en la descontaminación (magnitudes y colores), el algoritmo asigna $P \lesssim 1$ a fuentes aisladas en la región del cúmulo y que no fueron debidamente representadas en la región de control. Debido a esto, el uso de movimientos propios cobra especial relevancia en la determinación de grupos/cúmulos de estrellas, aunque está limitado a estrellas relativamente brillantes y poco enrojadas. La elección de la región de control también es importante, pues debe ser capaz de muestrear la población de campo en condiciones similares a la región de ciencia. En el Apéndice B5.2 se valida el algoritmo de descontaminación con los resultados de [Maia et al. \(2010\)](#).

2.3.8. Perfil de densidad radial

Un perfil de densidad radial (*Radial Density Profile*, RDP) describe como varía la densidad superficial de estrellas, en función de la distancia al centro de un sistema. Este concepto puede aplicarse tanto a cúmulos estelares, como al entorno local de una estrella individual. En el caso de cúmulos estelares clásicos, el RDP sigue una expresión analítica que puede ser descrita por diversos parámetros estructurales, como el radio de marea del cúmulo (r_t), el radio del núcleo (r_c) y la densidad estelar del campo (Σ_{sky}). Hoy en día, el perfil de King ([King 1962](#)) es ampliamente utilizado para describir la estructura de cúmulos estelares, aunque para cúmulos abiertos y jóvenes parecen ser más adecuados los perfiles de EFF ([Elson et al. 1987](#)). En las partes más internas de un cúmulo concentrado, el radio de marea puede despreciarse, por lo que la densidad superficial de estrellas (Σ_r) se puede estimar a partir del perfil de King modificado de 2-parámetros:

$$\Sigma_r = \frac{\Sigma_0}{1 + (r/r_c)^2} + \Sigma_{\text{sky}} \quad (2.3.6)$$

en donde Σ_r es la densidad superficial a una distancia r , y Σ_0 es la densidad superficial central. Si se conoce el valor de Σ_0 y r_c , entonces se puede estimar la densidad numérica en el núcleo (n_0) del cúmulo como:

$$n_0 = k \frac{\Sigma_0}{r_c} \quad (2.3.7)$$

en donde k es un factor que depende de la geometría del sistema. Para una distribución esférica se tiene $k = 1/3$, pero [Hillenbrand & Hartmann \(1998\)](#) sugieren que en ambientes de alta densidad hay que utilizar $k = 1/2$.

Desafortunadamente, en grupos o cúmulos escasamente poblados, el ajuste de una función analítica y cálculo de sus parámetros estructurales se torna difícil, por lo que la construcción del RDP se realiza a través del conteo de estrellas en anillos concéntricos alrededor del centro del sistema. Para construir el RDP alrededor de una coordenada definida, se desarrolló un algoritmo en Python, cuyo procedimiento se presenta a continuación:

- 1) Para un catálogo de fuentes, se define una coordenada central a partir de la cual definir anillos concéntricos de radio interno r_1 y radio externo r_2 , hasta un radio máximo R . Para cada anillo, el radio externo se define como $r_2 = r_1 + dr$, en donde dr corresponde al ancho de banda deseado por el usuario. De esta forma, se generan $N_R = R / dr$ anillos concéntricos alrededor de la coordenada central.
- 2) Se cuenta el número de fuentes N_r a una distancia r de la coordenada central, que están dentro del área definida por el anillo ($r_1 \leq r < r_2$). Luego, se calcula la densidad superficial de fuentes Σ_r dividiendo el número de fuentes por el área del anillo $A_r = \pi(r_2^2 - r_1^2)$, o sea $\Sigma_r = N_r / A_r$.
- 3) Se calcula la densidad estelar de campo Σ_{sky} como el promedio de Σ_r calculado a partir de los últimos N_{sky} anillos concéntricos generados. Al definir Σ_{sky} de esta forma, se debe elegir un valor de R lo suficientemente grande para no incluir fuentes que sean de la región.
- 4) Se repite el algoritmo para distintos valores de dr . Los anillos más delgados permiten estudiar las partes más centrales (donde la densidad crece), mientras que anillos más anchos son ideales para evaluar las partes más externas. Así, para cada valor de dr se generan listas con los valores de r , Σ_r , y Σ_{sky} calculados en torno a un sistema.
- 5) Para un dr fijo, se ajusta un perfil de King de 2-parámetros (Ecuación 2.3.7) a los valores de r , Σ_r , y Σ_{sky} , para así calcular el valor de Σ_0 , r_c , y n_0 .

2.3.9. Función de masa

Típicamente, se asume que la función (inicial) de masa se puede aproximar por una función analítica de la forma:

$$\xi(m) = A m^\alpha \quad (2.3.8)$$

en donde $\xi(m)$ es el número de estrellas con masa m que se forman, A es una constante de normalización que depende del número de estrellas en el cúmulo, y α representa la pendiente de la función. En esta notación, una función de masa canónica representa el valor $\alpha = -2.35$ ([Salpeter 1955](#)).

Para derivar la función de masa de la población, es necesario conocer de antemano la luminosidad de las fuentes. La conversión de masa a luminosidad se realizó utilizando isócronas PARSEC ([Bressan et al. 2012](#)), las cuales representan el estado del arte en modelos de formación y evolución estelar. La ventaja de estos modelos, es que incluyen fases desde la PMS, pasando por la MS, hasta las fases de gigante y supergigante. Particularmente, en los CMD de isócronas PARSEC jóvenes ($\lesssim 10$ Myr), el cambio entre la fase de MS y

PMS ocurre en una región donde la curva cambia de pendiente abruptamente, pasando de una rama casi vertical a una curva más extendida hacia la derecha (ver Figura 2.3.2).

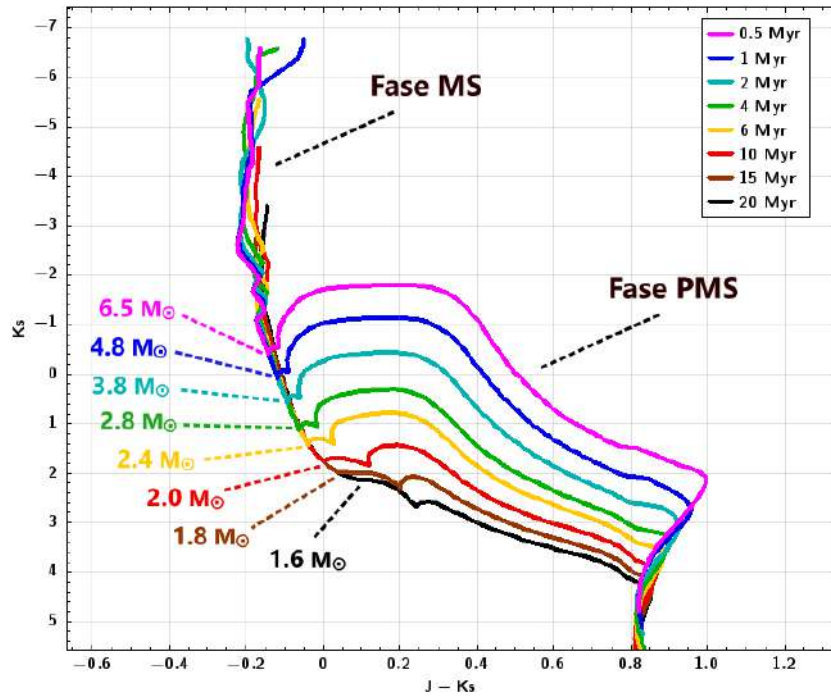


Figura 2.3.2: CMD en el infrarrojo cercano (J vs $J - K_s$) de isócronas PARSEC de metalicidad solar ($Z_\odot$), en el rango de edades 0.5 – 20 Myr. En el gráfico se señalan las fases de secuencia principal (MS) y pre-secuencia principal (PMS), y las masas aproximadas en donde ocurre la transición entre ambas fases.

Para estimar la masa de las estrellas observadas, se desarrolló un algoritmo en Python que asigna un valor de masa basándose en su posición en el CMD y la isócrona que mejor describe su posición. El procedimiento que sigue el algoritmo se describe a continuación:

- 1) Se selecciona una isócrona de una edad fija y metalicidad, y se convierten las magnitudes absolutas a magnitudes observadas (ver Ecuación 2.3.2), utilizando un valor de distancia (d) y una ley de extinción (R_V) conocida. El valor de A_V es determinado por el algoritmo, pero el usuario debe ingresar un rango de valores que sirven como estimador inicial de A_V .
- 2) Debido a la naturaleza de la región estudiada (joven y enrojecida), habrán partes de la fase de MS y PMS de la isócrona que se superponen, según el valor de A_V considerado. Por ende, en este punto la isócrona se separa en la fase de MS y PMS, y se trabaja con una u otra dependiendo del tipo de objetos en el catálogo.
- 3) Para cada valor posible de A_V , se calcula la distancia entre la isócrona y un punto del catálogo, utilizando como parámetros una magnitud y un color. Luego, se itera sobre los demás valores de A_V y sobre el resto del catálogo.
- 4) Se selecciona el valor de A_V que minimiza la distancia entre la isócrona y un punto del catálogo, y se recuperan los valores de masa inicial y masa actual de la isócrona que mejor describen a ese punto.

Después, para construir la función de masa, se definen intervalos de tamaño $\Delta \log m_i$, y se cuenta el número de fuentes en cada intervalo $\xi(\log m_i)$. Entre los puntos a tener en cuenta, es que el algoritmo está calculando las masas considerando una fase de la isócrona (MS o PMS), por ende el catálogo de fuentes debe ser previamente separado en dos, utilizando un límite de magnitud y color que sirva de transición entre ambas fases (ver Figura 2.3.2). Por otra parte, es común que los cúmulos masivos jóvenes presenten una dispersión en su edad (e.g. [Ascenso et al. 2007](#), [Beccari et al. 2010](#), [Massi et al. 2015](#)), por lo que los valores de masa determinados por el algoritmo solo serán válidos para una edad fija, aunque esto se puede subsanar corriendo el algoritmo para isócronas PARSEC de diferentes edades. Por último, los modelos utilizados aplican a estrellas individuales, por lo que hay que tener en cuenta la posible multiplicidad de las fuentes estudiadas, especialmente en el caso de las estrellas más masivas.

Cabe señalar que el tamaño del intervalo $\log m_i$ es un factor importante en el cálculo de la pendiente de la función de masa (α). El uso de intervalos de masa de tamaño uniforme causa errores sistemáticos en el valor de α , es necesario definir intervalos de tamaño variable y dividir las estrellas de forma equitativa en ellos. De esta forma, el valor de α casi no depende del número de estrellas por intervalo ([Maíz Apellániz & Úbeda 2005](#)). Para definir el tamaño del intervalo, se implementó una rutina en Python que ordena las masas de forma descendente, calcula el número de estrellas para asignar a cada intervalo, y calcula los bordes y centros de los intervalos. Posteriormente, se define un intervalo de masas entre los cuales se calcula el valor de α .

Finalmente, se puede derivar la masa total observada ($\mathcal{M}$) sumando sobre todos los intervalos de un rango de masas definido:

$$\mathcal{M} = \sum_i \langle m_i \rangle \times N_i \quad (2.3.9)$$

en donde $\langle m_i \rangle$ es la masa promedio en el intervalo y $N_i = \xi(\log m_i) \times \Delta(\log m_i)$ es el número de estrellas en ese intervalo.

Capítulo 3

Formación estelar masiva aislada: El caso de la estrella Sapaki

El Complejo RCW 91 constituye un laboratorio privilegiado para el estudio de la formación estelar masiva en diferentes ambientes. El primer subgrupo de interés es la población estelar asociada a RCW 91B (Rodgers et al. 1960), donde se identifican tanto estrellas masivas como objetos de baja masa en formación. A diferencia de los escenarios típicos de formación estelar en cúmulos, RCW 91B nos presenta un interesante caso de formación masiva aislada, el de la estrella Sapaki, que ofrece una oportunidad única para explorar los mecanismos que permiten la formación de estos objetos.

En este capítulo, se identifica la estrella Sapaki en RCW 91B, se analiza las demás estrellas masivas en la región, y se estudia la distribución estrellas de masa intermedia-baja y de YSOs coetáneos con Sapaki. Además, se examina el escenario de formación masiva aislada, discutiendo los criterios de aislamiento planteados, la forma de la función de masa y las expectativas teóricas para la existencia de un cúmulo asociado. Finalmente, se discute sobre la existencia de otras estrellas masivas aisladas, tanto en la Vía Láctea como también en otras galaxias del Grupo Local.

3.1. Población estelar de RCW 91B

3.1.1. Identificación de la estrella Sapaki

La fuente central de RCW 91B corresponde a la estrella Sapaki. En su espectro óptico (ver Figura 3.1.1), la ausencia de He I $\lambda 4471$, sumada a la intensa absorción de He II $\lambda 4542$ y N V $\lambda \lambda 4604-20$, sugiere un tipo espectral más temprano que O4 (Martins 2018). Además, la fuerte emisión de He II $\lambda 4686$ sugiere una clase de luminosidad I. Asimismo, dado que es una estrella supergigante, el cociente entre N IV $\lambda 4058$ y N III $\lambda \lambda 4634-41$ indica un tipo espectral O3 (Walborn et al. 2002) y el calificador f^* (Sota et al. 2014). Por otra parte, la línea de $H\beta$ se observa en absorción fuerte, lo que nos permite confirmar el tipo OIf* (Crowther & Walborn 2011) y descartar el tipo espectral WN 6 inicialmente sugerido por Roman-Lopes (2011). Adicionalmente, en la Figura 3.1.1 vemos que las líneas de N III y N IV se ajustan muy bien a las líneas observadas en Cyg OB2-7 (O3 If*), y difiere

de aquellas observadas en HD 93129A (O2 If*) y Pismis 24-1 (O3.5 If*). Por lo tanto, la calidad de nuestros nuevos datos permite concluir que el tipo espectral O3 If* es el que mejor describe las características de Sapaki, pasando a ser, por tanto, un ejemplar del selecto grupo de estrellas O2–O3.5 If* existentes en nuestra Galaxia (Walborn et al. 2002, Roman-Lopes et al. 2016, Maíz Apellániz et al. 2020).

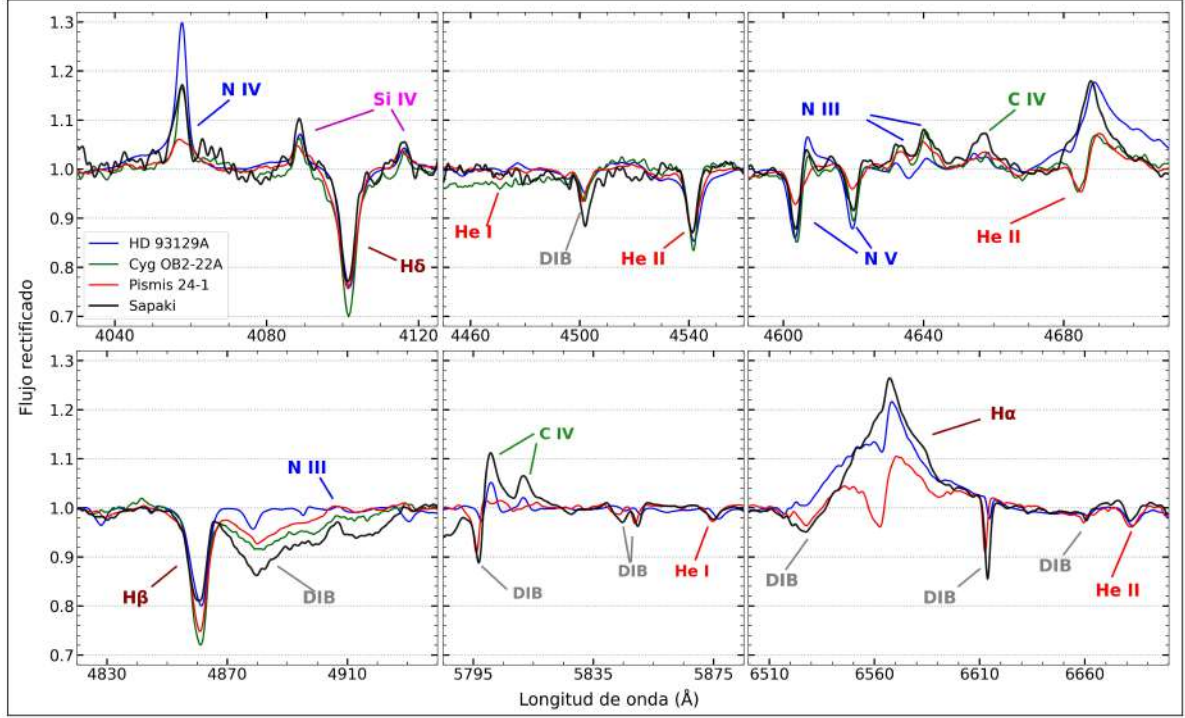


Figura 3.1.1: Comparación entre los espectros ópticos de Sapaki (O3 If* – negro), HD 93129A (O2 If* – azul), Cyg OB2-22A (O3 If* – verde) y Pismis 24-1 (O3.5 If* – rojo), todos con $R = 2500$. Las transiciones atómicas marcadas con color corresponden a N IV $\lambda 4058$, Si IV $\lambda\lambda 4089-116$, H δ , He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, N V $\lambda\lambda 4604-20$, N III $\lambda\lambda 4634-40$, C IV $\lambda 4658$, He II $\lambda 4686$, H β , N III $\lambda 4905$, C IV $\lambda\lambda 5801-12$, He I $\lambda 5876$, H α , y He II $\lambda 6682$. Las DIBs marcadas en gris corresponden a $\lambda 4502$, $\lambda 4881$, $\lambda 5797$, $\lambda\lambda 5843-50$, $\lambda 6527$, $\lambda 6613$, y $\lambda 6660$.

La estrella está ubicada a una distancia $d \sim 5$ kpc, lo que la sitúa en la parte cercana del brazo espiral de Escudo-Centauro. También, está altamente enrojecida ($A_V \sim 8$ mag), debido a que su luz también debe atravesar el brazo de Sagitario-Carina. Además, el parámetro de extinción óptica-selectiva ($R_V \sim 3.0$) es muy cercano al valor canónico para el medio interestelar difuso ($R_V = 3.1$, Cardelli et al. 1989), y utilizando los valores de A_V , E_{V-J} , E_{V-H} y E_{V-Ks} (Tabla D.2) es posible calcular la ley de extinción $A_V/A_J = 0.278$, $A_V/A_H = 0.178$ y $A_V/A_{Ks} = 0.121$, que son similares a los valores obtenidos por Rieke & Lebofsky (1985) para una ley de extinción canónica ($A_V/A_J = 0.282$, $A_V/A_H = 0.175$ y $A_V/A_{Ks} = 0.112$). Por otra parte, su velocidad radial de $V_r \sim -60$ km s $^{-1}$ es muy similar a la velocidad radial de la nebulosa medida en ondas de radio (Tabla 1.4.1), lo que sugiere una asociación física entre ambos. A pesar de su espectro de supergigante, su tipo espectral sugiere que la estrella aún es muy joven ($\lesssim 2$ Myr) y posiblemente aún esté en la secuencia principal (Groh et al. 2014, Martins & Palacios 2017). En el Apéndice B1.3, se presenta un método para estimar la edad dinámica de RCW 91B, el cual nos permite estimar una edad $\gtrsim 1$ Myr para la región HII.

3.1.2. Población estelar masiva

A partir de ahora, para estudiar la población estelar de RCW 91B, vamos a definir un área circular de radio $3.5'$ centrada en Sapaki, que para una distancia de 5 kpc equivale a ~ 5 pc. El límite de ~ 5 pc, se definió teniendo en cuenta el tamaño típico del halo de fuentes jóvenes observado en cúmulos masivos de nuestra Galaxia, como por ejemplo Trumpler 14 en la Nebulosa de Carina (Ascenso et al. 2007, Itrich et al. 2024).

En la Figura 3.1.2, se presentan los espectros en el infrarrojo cercano de las estrellas OB detectadas en el área de RCW 91B, mientras que en la Tabla 3.1.1 se presentan los resultados derivados de la clasificación espectral. Además de Sapaki, la única otra estrella de tipo O identificada corresponde a S15, una estrella de tipo O7 V a $113''$ (2.7 pc) hacia el norte de Sapaki. Luego, tenemos varias estrellas de tipo B-temprano en el área definida, pero no todas son parte de RCW 91B. Particularmente, la fuente S10 es una estrella que pertenece al brazo de Sagitario-Carina, S34 se ubicaría en la parte cercana del brazo de Escudo-Centauro (más cerca que Sapaki), y S101 se ubicaría en la parte intermedia del brazo de Escudo-Centauro (mucho más lejos que Sapaki). De esta forma, las fuentes S1, S15, S26, S34, S46 y S50 presentan distancias compatibles con la distancia de Sapaki y RCW 91B (ver Tabla 3.1.1).

ID	SpT	r_{Sapaki} ($''$)	A_V (mag)	d_V (kpc)	N_V	$V_{r,\text{GFit}}$ (km s^{-1})	$V_{r,\text{XCor}}$ (km s^{-1})
Sapaki	O3 If*	0.0	7.99 ± 0.38	4.87 ± 0.85	4	-60.0 ± 17.6	-65.7 ± 2.8
S1	B3 V	2.4	7.62 ± 0.37	4.30 ± 0.81	2	-56.8 ± 25.6	-54.0 ± 7.4
S101	B1 V	34.0	6.43 ± 0.26	8.63 ± 1.12	5	-41.1 ± 25.5	-41.4 ± 9.8
S26	B0 V(n)	47.4	6.85 ± 0.26	5.71 ± 0.74	5	-62.5 ± 29.9	-35.1 ± 18.7
S10	B3 IV-V	54.7	3.34 ± 0.25	1.60 ± 0.20	6	-27.8 ± 25.2	-27.0 ± 9.0
S46	B0.5 V	59.6	6.90 ± 0.26	4.66 ± 0.61	5	-53.7 ± 29.4	-56.6 ± 16.0
S50	B1 V	74.0	6.50 ± 0.25	4.89 ± 0.61	6	-59.1 ± 27.6	-88.2 ± 16.6
S34	B1 V	89.4	7.51 ± 0.28	3.72 ± 0.52	4	-57.3 ± 25.3	-104.8 ± 12.0
S15	O7 V	112.7	7.03 ± 0.23	5.17 ± 0.55	7	-60.7 ± 20.6	-88.4 ± 5.7

Tabla 3.1.1: Estrellas de tipo O3–B3 detectadas en el área definida para RCW 91B ($r_{\text{Sapaki}} < 3.5'$), ordenadas según su distancia radial a Sapaki. La segunda columna, muestra el tipo espectral estimado para cada fuente (Sección 2.3.1). La tercera columna, corresponde a la distancia angular entre una estrella y Sapaki. La cuarta columna, corresponde a la extinción óptica total (Sección 2.3.3), mientras que la quinta columna es la distancia heliocéntrica calculada con el módulo de distancia óptico. La sexta columna, es el número de veces (N_V) que se calculó d_V , según la disponibilidad de la fotometría B y V . La séptima y octava columna son las velocidades radiales medidas en los espectros (Sección 2.3.5).

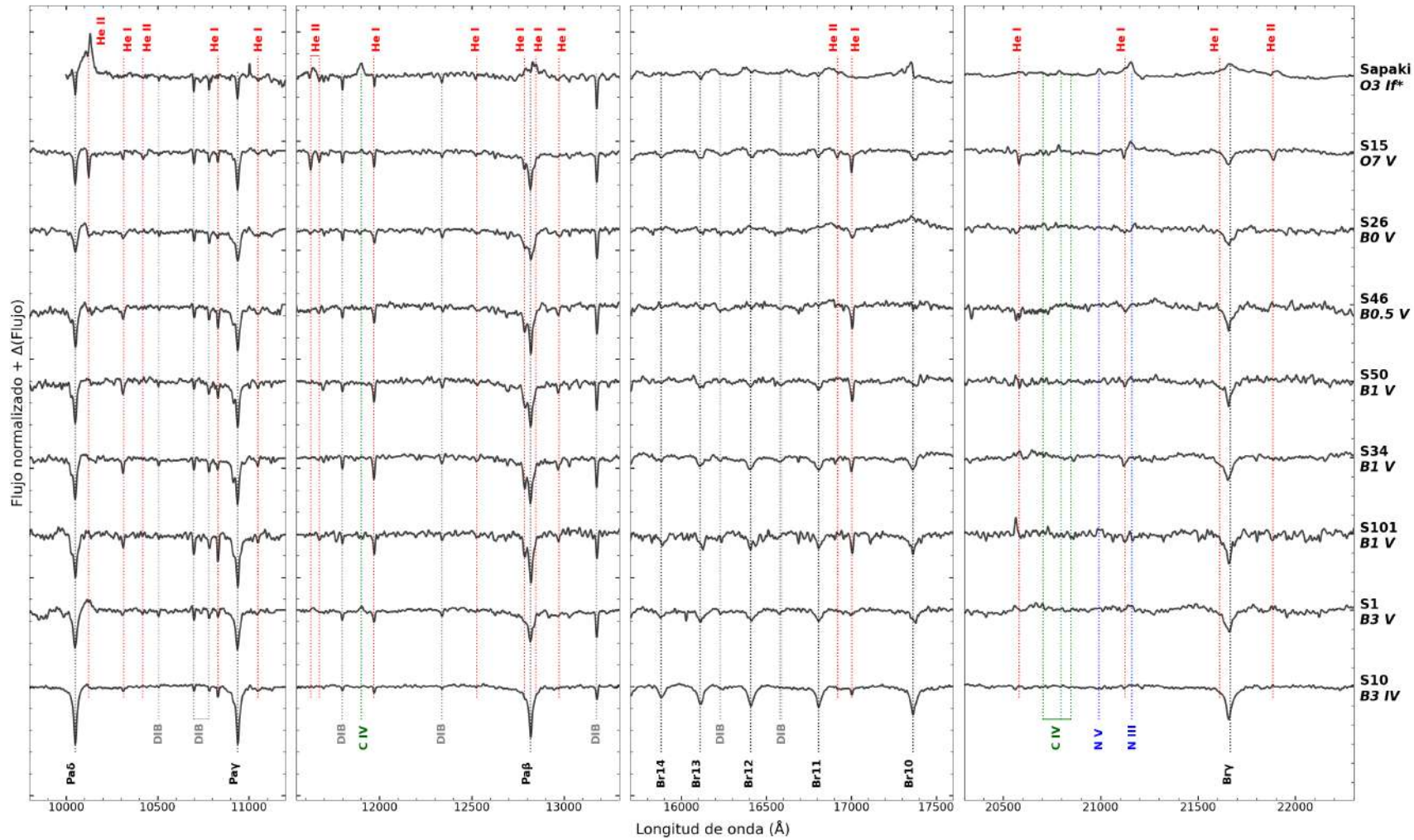


Figura 3.1.2: Espectros en el infrarrojo cercano de las fuentes O3–B3 a una distancia angular $r < 3.5'$ de las coordenadas de Sapaki, todos con $R = 3500$. Las transiciones atómicas corresponden a $\text{Pa}\delta$, He II $\lambda 10123$, He I $\lambda 10314$, He II $\lambda 10419$, He I $\lambda 10830$, $\text{Pa}\gamma$, He I $\lambda 11048$, He II $\lambda\lambda 11626\text{--}73$, C IV $\lambda 11910$, He I $\lambda 11969$, He I $\lambda 12527$, He I $\lambda 12784$, $\text{Pa}\beta$, He I $\lambda 12845$, He I $\lambda 12972$, Br14, Br13, Br12, Br11, He II $\lambda 16918$, He I $\lambda 17002$, Br10, He I $\lambda 20581$, C IV $\lambda\lambda 20705\text{--}796\text{--}846$, N V $\lambda 20991$, He I $\lambda 21125$, N III $\lambda 21160$, He I $\lambda 21610$, Br γ , y He II $\lambda 21885$. Las DIBs marcadas corresponden a $\lambda 10506$, $\lambda 10697$, $\lambda 10780$, $\lambda 11797$, $\lambda 12337$, $\lambda 13175$, $\lambda 16226$, $\lambda 16578$ y $\lambda 16588$.

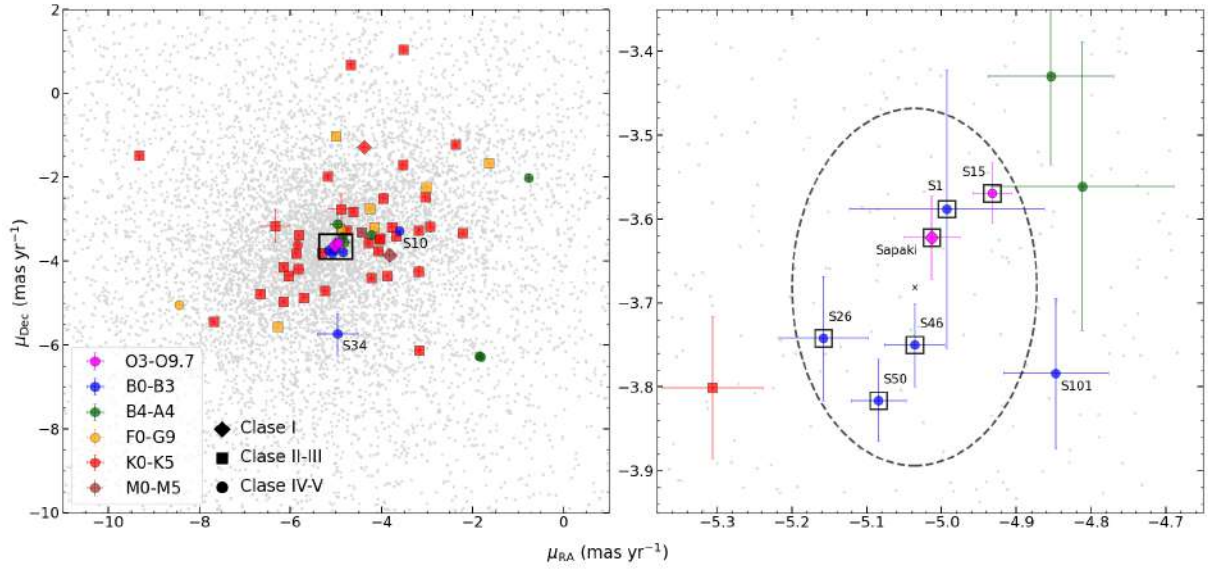


Figura 3.1.3: *Panel izquierdo:* Diagrama de punto-vector (VPD) con los movimientos propios para las fuentes ubicadas a $r_{\text{Sapaki}} < 3.5'$ (puntos grises) y para las estrellas observadas con espectroscopía (símbolos coloreados). El recuadro negro central corresponde al área que se muestra en el panel derecho. *Panel derecho:* Zoom sobre el VPD para enfatizar las estrellas O3–B3 con un movimiento propio similar. La elipse negra está centrada en $\mu_{RA} = -5.04 \text{ mas yr}^{-1}$ y $\mu_{Dec} = -3.68 \text{ mas yr}^{-1}$, en donde los semi-ejes mayor y menor equivalen a 4σ del ajuste Gaussiano en cada eje. Se ha circunscrito un cuadrado negro en las estrellas O3–B3 que caen dentro del área de la elipse.

En la Figura 3.1.3, se presenta el diagrama de punto-vector (*Vector Point Diagram*, VPD) con la distribución de movimientos propios de GaiaDR3 y VIRAC2. En el VPD, podemos identificar un grupo central y compacto con la mayoría de estrellas OB de RCW 91B (fuentes S1, S15, S26, S46, S50 y Sapaki), mientras que las estrellas más tardías se distribuyen de forma más aleatoria. Al realizar un ajuste Gaussiano sobre μ_{RA} y μ_{Dec} , se obtiene un movimiento propio característico igual a $\mu_{RA} = -5.04 \pm 0.16 \text{ mas yr}^{-1}$ y $\mu_{Dec} = -3.68 \pm 0.22 \text{ mas yr}^{-1}$ (con 2σ de incertidumbre). De este modo, las fuentes S10, S34 y S101 quedan fuera de los límites definidos para el grupo OB central. Si consideramos que estas fuentes (S10, S34 y S101) presentan distancias incompatibles con Sapaki (Tabla 3.1.1), entonces el resto de estrellas OB observadas serían nativas a RCW 91B (fuentes S1, S15, S26, S46, S50 y Sapaki).

En la Figura 3.1.4 se presenta la extinción óptica, distancia heliocéntrica y velocidades radiales de todas las fuentes observadas en el área de RCW 91B. Las estrellas O3–B3 que comparten movimiento propio forman un grupo compacto en el diagrama de extinción y distancia, mientras que las estrellas de tipo BAFGK y clase V se encuentran típicamente más cerca ($d < 2 - 3 \text{ kpc}$), y las estrellas de tipo GKM y clases I-III se ubican más lejos ($d > 3 \text{ kpc}$). Para las estrellas OB en RCW 91B que comparten movimiento propio, calculamos una distancia y extinción característica de $d_V = 4.93 \pm 0.50 \text{ kpc}$ y $A_V = 7.15 \pm 0.58 \text{ mag}$, respectivamente (con 1σ de incertidumbre). Además, éstas fuentes presentan una velocidad radial característica de $V_{r,\text{GFit}} = -58.8 \pm 3.3 \text{ km s}^{-1}$ o $V_{r,\text{XCor}} = -64.7 \pm 21.9 \text{ km s}^{-1}$ (con 1σ de incertidumbre). En particular, para las fuentes S15, S26 y S50, el valor de $V_{r,\text{XCor}}$ difiere en más de 20 km s^{-1} con el valor de $V_{r,\text{GFit}}$, por lo que si consideramos solo las fuentes S1, S46 y Sapaki obtenemos $V_{r,\text{XCor}} \approx -58.8 \pm 15.3 \text{ km s}^{-1}$ (con 1σ de incertidumbre). De esta forma, las fuentes O3–B3 que comparten movimiento propio y

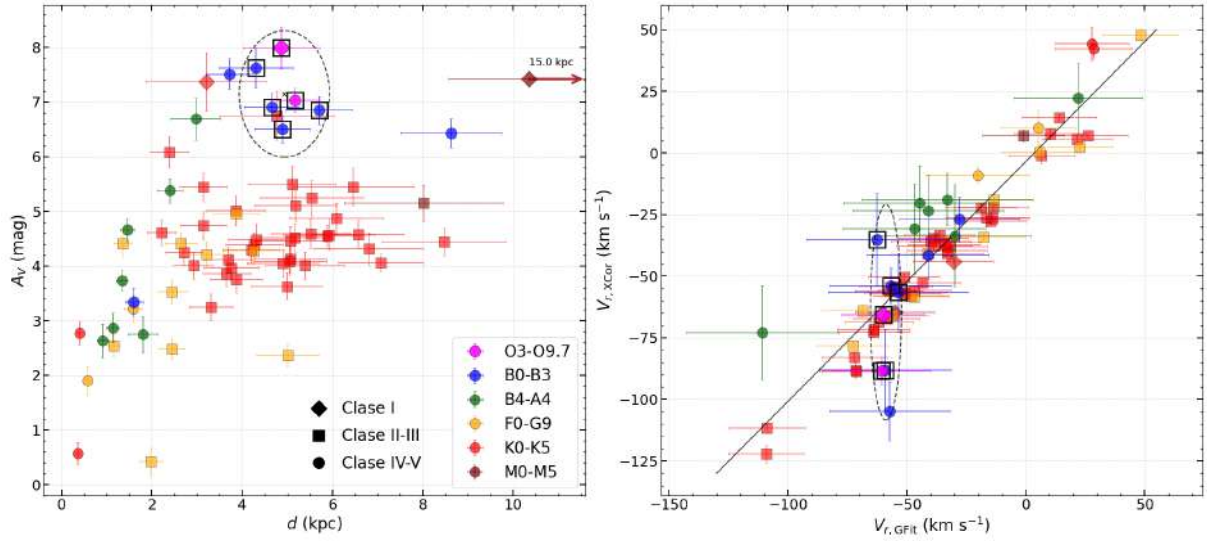


Figura 3.1.4: *Panel izquierdo:* Diagrama que muestra la distancia d_V y extinción A_V para las fuentes observadas en RCW 91B, coloreadas según su tipo espectral. La elipse negra está centrada en $d_V = 5$ kpc y $A_V = 7.15$ mag, en donde los semi-ejes corresponden a 4σ del ajuste Gaussiano. *Panel derecho:* Diagrama de comparación entre velocidades radiales medidas con el ajuste Gaussiano línea por línea ($V_{r,\text{GFit}}$) y con el método de correlación cruzada ($V_{r,\text{XCor}}$). La elipse negra está centrada en $V_{r,\text{GFit}} = -58.8$ km s $^{-1}$ y $V_{r,\text{XCor}} = -64.7$ km s $^{-1}$, en donde los semi-ejes corresponden a 4σ del ajuste Gaussiano. La línea negra continua representa la función identidad. En ambos paneles, las fuentes marcadas con un cuadrado negro, representan las estrellas O3–B3 que comparten movimiento propio (ver Figura 3.1.3).

distancia, exhiben una velocidad radial que está en acuerdo con las mediciones en ondas de radio para la nebulosa RCW 91 (ver Tabla 1.4.1).

Por otra parte, en la Tabla 3.1.2 se presentan las velocidades peculiares calculadas para las estrellas tempranas de RCW 91B, utilizando los movimientos propios de Gaia DR2 y Gaia DR3 (+ VIRAC2), y las velocidades radiales calculadas con ambos métodos de la Sección 2.3.5. Si bien, los valores de $V_{r,\text{pec}}$ (y por ende de V_S) tienen errores demasiado altos para el ajuste Gaussiano, los valores de $V_{t,\text{pec}}$ por sí solo son de suficiente calidad para detectar posibles estrellas *runaway*. Además, los valores de $V_{r,\text{pec}}$ presentan errores mucho más bajos cuando se utiliza la correlación cruzada. En este caso, las fuentes S34 y S101 poseen velocidades tangenciales típicas de estrellas *runaway* ($V_{t,\text{pec}} > 25$ km s $^{-1}$, Kobulnicky & Chick 2022), pero estos objetos no los estamos considerando parte de RCW 91B. Además, la fuente S26 también entraría en la categoría de *runaway* si consideramos su alta velocidad espacial calculada con $V_{r,\text{XCor}}$ ($V_S > 30$ km s $^{-1}$, Kobulnicky & Chick 2022), así como también las fuentes S46 y S50 si consideramos la incertidumbre asociada al cálculo. Notablemente, las fuentes S1, S15 y Sapaki no exhiben velocidades tangenciales ni velocidades espaciales altas, al menos considerando los cálculos con $V_{r,\text{XCor}}$.

En la Figura 3.1.5, podemos observar que la población O3–B3 de secuencia principal que comparten movimientos propios, se ubica en la región $0.64 < (J - K_S) < 1.02$ y $8.5 < K_S < 13.2$ mag. Además, para una isócrona de 1 Myr a la distancia y extinción de las fuentes, obtenemos una masa inicial de $\sim 100 M_\odot$ para Sapaki, $\sim 35 M_\odot$ para S15, $\sim 20 M_\odot$ para S26, S46 y S50, y $\sim 9 M_\odot$ para S1. Aunque, para una isócrona de 2 Myr

ID	Gaia DR2	Gaia DR3	Gaia DR3 + GFit		Gaia DR3 + XCor	
	$V_{t,\text{pec}}$ (km s ⁻¹)	$V_{t,\text{pec}}$ (km s ⁻¹)	$V_{r,\text{pec}}$ (km s ⁻¹)	V_S (km s ⁻¹)	$V_{r,\text{pec}}$ (km s ⁻¹)	V_S (km s ⁻¹)
Sapaki	0.8 ± 4.8	7.0 ± 1.9	18.4 ± 17.6	19.7 ± 17.7	12.7 ± 2.8	14.5 ± 3.4
S1	11.5 ± 10.5	11.5 ± 4.8	14.0 ± 25.6	18.1 ± 26.0	16.8 ± 7.4	20.4 ± 8.8
S101	56.7 ± 11.4	50.9 ± 8.1	26.1 ± 25.5	57.2 ± 26.8	25.8 ± 9.8	57.1 ± 12.7
S26	22.4 ± 6.0	4.2 ± 2.6	23.3 ± 29.9	23.7 ± 30.0	50.7 ± 18.7	50.9 ± 18.9
S10	5.5 ± 1.0	4.3 ± 0.6	-3.1 ± 25.2	5.3 ± 25.2	-2.3 ± 9.0	4.9 ± 9.0
S46	8.4 ± 3.8	11.5 ± 2.1	22.1 ± 29.4	24.9 ± 29.5	19.2 ± 16.0	22.4 ± 16.1
S50	9.0 ± 3.1	11.2 ± 2.0	19.6 ± 27.6	22.6 ± 27.7	-9.5 ± 16.6	14.7 ± 16.7
S34	...	46.8 ± 13.5	4.4 ± 25.3	47.0 ± 28.7	-43.1 ± 12.0	63.6 ± 18.1
S15	4.5 ± 3.3	2.5 ± 1.1	21.0 ± 20.6	21.1 ± 20.6	-6.7 ± 5.7	7.2 ± 5.8

Tabla 3.1.2: Velocidades peculiares tangenciales ($V_{t,\text{pec}}$), velocidades peculiares radiales ($V_{r,\text{pec}}$) y velocidades espaciales (V_S), para las estrellas O3–B3 de RCW 91B. El valor de $V_{t,\text{pec}}$ se ha calculado para Gaia DR2 y Gaia DR3, mientras que $V_{r,\text{pec}}$ y V_S se han calculado para Gaia DR3 con ambos métodos de medición de velocidades radiales (Sección 2.3.5). Para la fuente S34, no hay movimientos propios de Gaia DR3 (ni Gaia DR2), así que se utilizan los datos de VIRAC2.

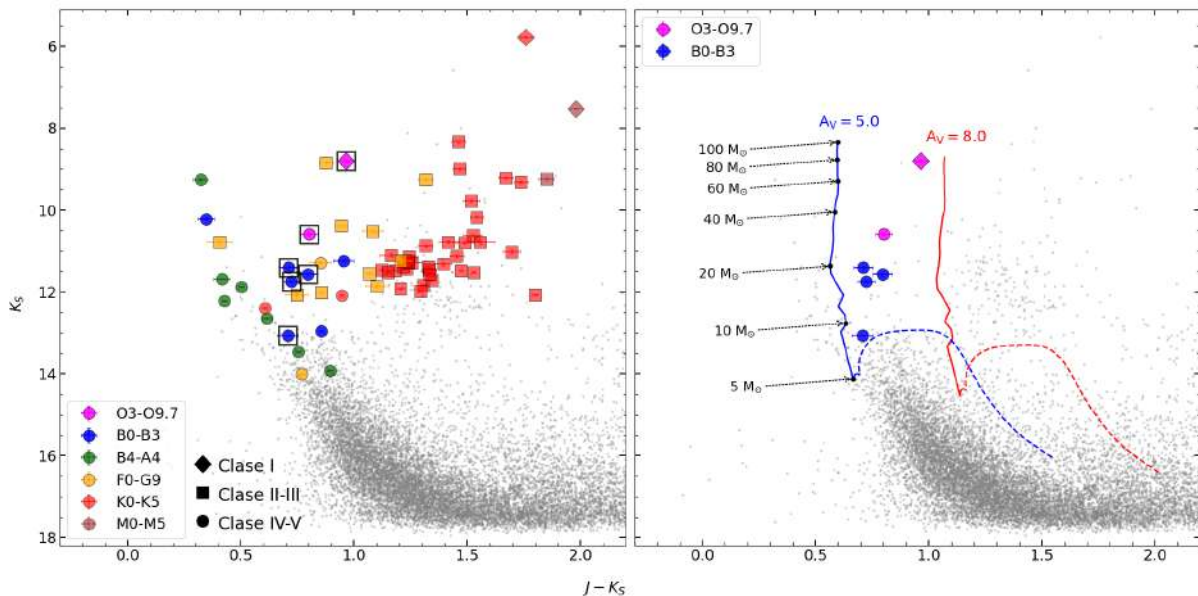


Figura 3.1.5: *Panel izquierdo:* Diagrama color-magnitud (CMD) de las fuentes en RCW 91B con $r_{\text{Sapaki}} < 3.5'$ (puntos grises) y de las estrellas observadas (símbolos coloreados). Los recuadros negros representan las fuentes que comparten movimiento propio (ver Figura 3.1.3). *Panel derecho:* CMD con las fuentes O3–B3 que comparten movimiento propio. Las líneas sólidas y líneas punteadas representan isócronas PARSEC de MS y PMS, respectivamente, considerando una edad de 1 Myr, una distancia de 4.93 kpc, valores de extinción óptica de 5.0 mag (azul) y 8 mag (rojo), y una ley de extinción $A_J/A_V = 0.278$ y $A_{K_S}/A_V = 0.121$.

la masa de Sapaki baja a $70 M_{\odot}$, la de S15 baja a $30 M_{\odot}$, y la de las estrellas B0–B3 baja en $\sim 1 - 2 M_{\odot}$. Es importante señalar que los valores de masa inicial obtenidos a partir de las isócronas PARSEC, es una consecuencia natural de la consistencia entre los tipos espectrales, distancias heliocéntricas y extinción estimada para las fuentes tempranas, pues cumplen los rangos de masa que dictaminan las teorías de formación y evolución de estrellas masivas (Bressan et al. 2012, Groh et al. 2014, Martins & Palacios 2017).

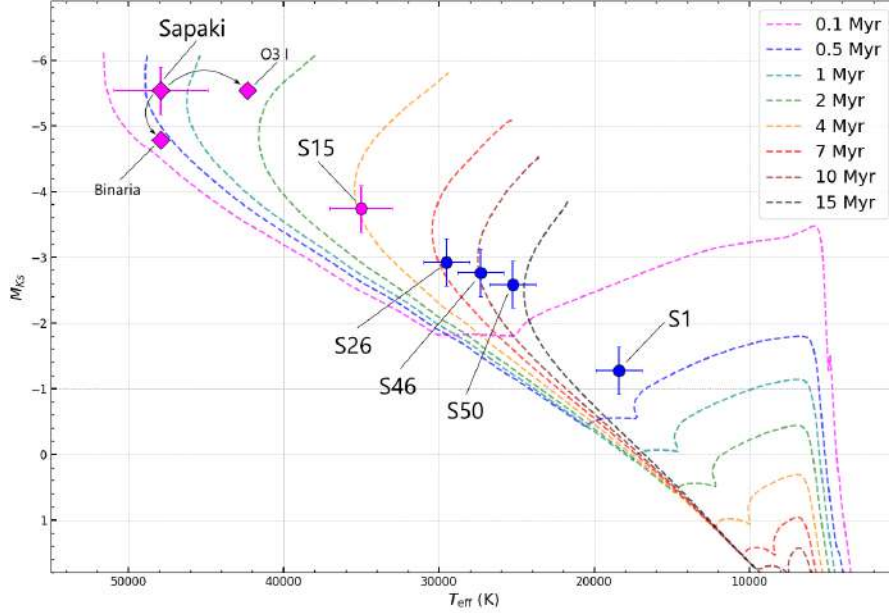


Figura 3.1.6: Diagrama de Hertzsprung-Russell (HRD) de las estrellas O3–O9.7 (símbolos violeta) y B0–B3 (símbolos azules) de RCW 91B. Se muestran las isócronas PARSEC de metalicidad solar, para edades en el rango 0.1 – 15 Myr. Para Sapaki, también se consideran las calibraciones de T_{eff} de Martins et al. (2005) para estrellas de tipo O3 I, y se re-calculó el valor de M_{Ks} suponiendo que Sapaki es una binaria compuesta por dos estrellas del mismo tipo espectral ($M_{Ks} + 0.75$).

En la Figura 3.1.6 se presenta el diagrama de Hertzsprung-Russell (HRD) para el grupo de estrellas O3–B3 en RCW 91B que comparten movimiento propio y distancia. Por un lado, la temperatura efectiva (T_{eff}) se obtuvo con la metodología descrita en la Sección 2.3.2. Por otro lado, vamos a considerar la magnitud absoluta en la banda K_S (M_{Ks}), para así minimizar los efectos de la extinción interestelar. El valor de M_{Ks} se calculó a partir de la magnitud observada K_S , los valores de distancia y extinción calculados anteriormente ($d_V = 4.93 \pm 0.50$ kpc y $A_V = 7.15 \pm 0.58$ mag), y la ley de extinción determinada para Sapaki ($A_{Ks}/A_V = 0.121$).

En el HRD de RCW 91B (Figura 3.1.6), podemos observar que Sapaki es una estrella muy joven, con una edad de 0.7 ± 0.5 Myr. No obstante, si utilizamos las calibraciones de Martins et al. (2005) para una estrella O3 I, entonces la edad aumenta a 1.7 ± 0.5 Myr. Por otro lado, si consideramos que Sapaki es un sistema binario compuesto por dos estrellas del mismo tipo espectral (O3 If* + O3 If*), entonces obtenemos una edad ligeramente más joven (0.1 – 1.0 Myr), aunque nuevamente dependemos de las calibraciones de T_{eff} utilizadas. Pese a ello, lo más probable es que la edad de Sapaki se sitúe en el rango 0.5 – 2 Myr, que está en línea con la edad estimada para la región HII en RCW 91B (ver Apéndice B1.3). En cambio, la fuente S15 presenta una edad de 4.0 ± 1.5 Myr, lo que

sugiere que se formó en un evento independiente de Sapaki y por ende explicaría su posición alejada de esta última ($\sim 2'$), aunque si consideramos que es un sistema binario entonces obtendríamos una edad más joven y en línea con Sapaki ($0.5 - 4$ Myr). Notablemente, la fuente S1 exhibe una edad muy joven ($\lesssim 0.5$ Myr), lo que sumado a su ubicación cerca de Sapaki ($\sim 2''$) podría indicar que se formaron casi al mismo tiempo. Las fuentes S26, S46 y S50, presentan edades más viejas ($\gtrsim 7$ Myr), aunque dependiendo de los valores utilizados de T_{eff} , d y A_V , las fuentes también podrían ser estrellas muy jóvenes (< 1 Myr). De cualquier forma, el grupo de estrellas OB en RCW 91B es muy joven y representan un fenómeno reciente de formación estelar masiva en la Vía Láctea.

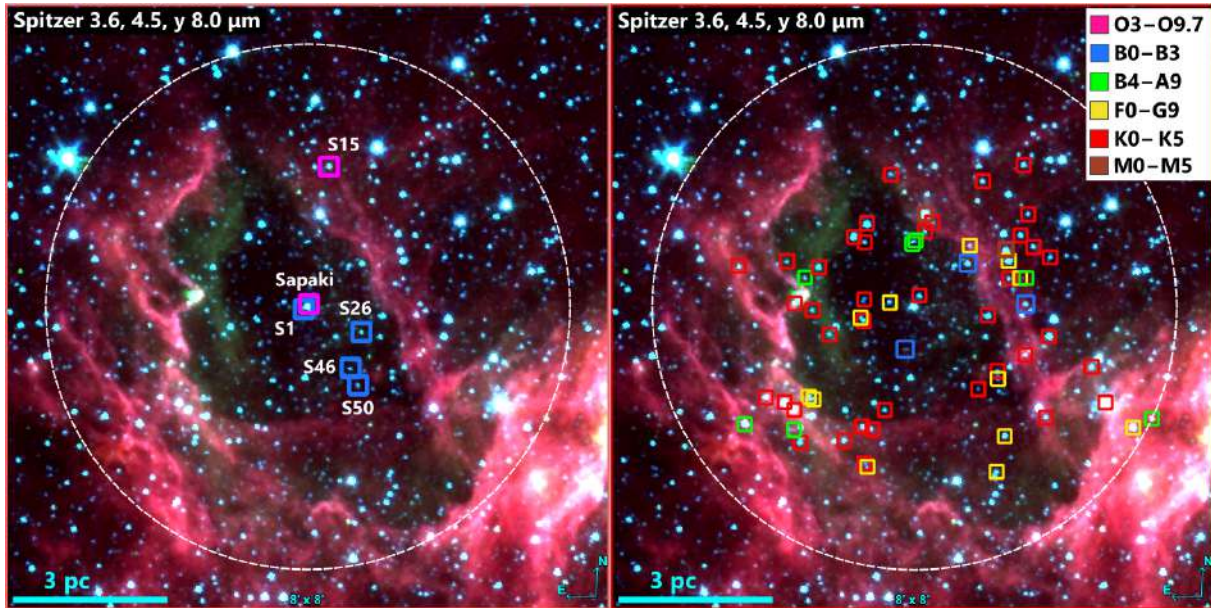


Figura 3.1.7: Imagen compuesta en color de las fuentes observadas en RCW 91B. El círculo blanco representa el área centrada en Sapaki de radio $r = 3.5'$ ($r \sim 5$ pc para $d \sim 5$ kpc). *Panel izquierdo:* Estrellas O3–B3 que comparten movimiento propio y distancia, junto con su identificador. *Panel derecho:* Resto de fuentes observadas coloreadas según su tipo espectral.

En la Figura 3.1.7, se presenta la distribución de las fuentes observadas en el plano del cielo. En RCW 91B, observamos un grupo muy escaso de estrellas OB agrupadas casi hacia el centro de la burbuja, a excepción de S15 que se encuentra más aislada hacia el norte. De esta forma, Sapaki no es una estrella masiva totalmente aislada, sino más bien un grupo muy escaso en estrellas O3–B3. De hecho, Maíz Apellániz et al. (2020) utilizaron el término de estrella “casi aislada” para referirse a estos grupos dispersos con una estrella masiva dominante en el centro. Aunque, antes de abordar el aislamiento de Sapaki en detalle (Sección 3.2), vamos a estudiar la población estelar no masiva en la región.

3.1.3. Población estelar no masiva

A diferencia de la población estelar masiva, la baja luminosidad de las estrellas de masa intermedia y baja dificulta su estudio en regiones altamente extinguidas. Además, debido a la falta de mediciones de movimientos propios para las estrellas más débiles, la identificación de fuentes en RCW 91B recae por completo en el uso de magnitudes y colores en el infrarrojo cercano. Es por ello que emplearemos la metodología descrita en la Sección 2.3.7, la cual nos permitirá descontaminar estadísticamente el CMD de RCW 91B.

Antes de correr el algoritmo de descontaminación, se debe elegir una región de control que muestree la población estelar típica del disco Galáctico. En este caso, se eligió una región ubicada a $\sim 12'$ hacia el noreste de Sapaki (región de Control 1, ver Apéndice B5.1). Después, para la región de ciencia y de control, se seleccionan las fuentes más brillantes que los límites de completitud al 95 % del catálogo maestro, los cuales son $J_{\text{lim}} = 18.7$ mag, $H_{\text{lim}} = 17.9$ mag y $K_{S,\text{lim}} = 17.5$ mag (ver Apéndice A1.3). Aplicaremos la versión 3D del algoritmo de descontaminación, utilizando la magnitud K_S , el color $(J - H)$ y el color $(J - K_S)$ como parámetros, dado que permiten discriminar de mejor forma las secuencias de cúmulos en el CMD (Bonatto et al. 2004, Maia et al. 2010). En la descontaminación, utilizamos una grilla con celdas de tamaño $\Delta K_S = 0.3$ mag, $\Delta(J - H) = 0.2$ mag y $\Delta(J - K_S) = 0.2$ mag, que corresponde a ~ 10 veces la mediana de la incertidumbre en la magnitud J y sus colores correspondientes. Para las fuentes con $K_S < 13$ mag reasignamos el valor de P utilizando los movimientos propios de Gaia DR3 + VIRAC2, tomando como referencia el valor central determinado para las estrellas OB de RCW 91B, pero con 3σ de incertidumbre: $\mu_{\text{RA}} = -5.04 \pm 0.24$ mas yr $^{-1}$ y $\mu_{\text{Dec}} = -3.68 \pm 0.33$ mas yr $^{-1}$.

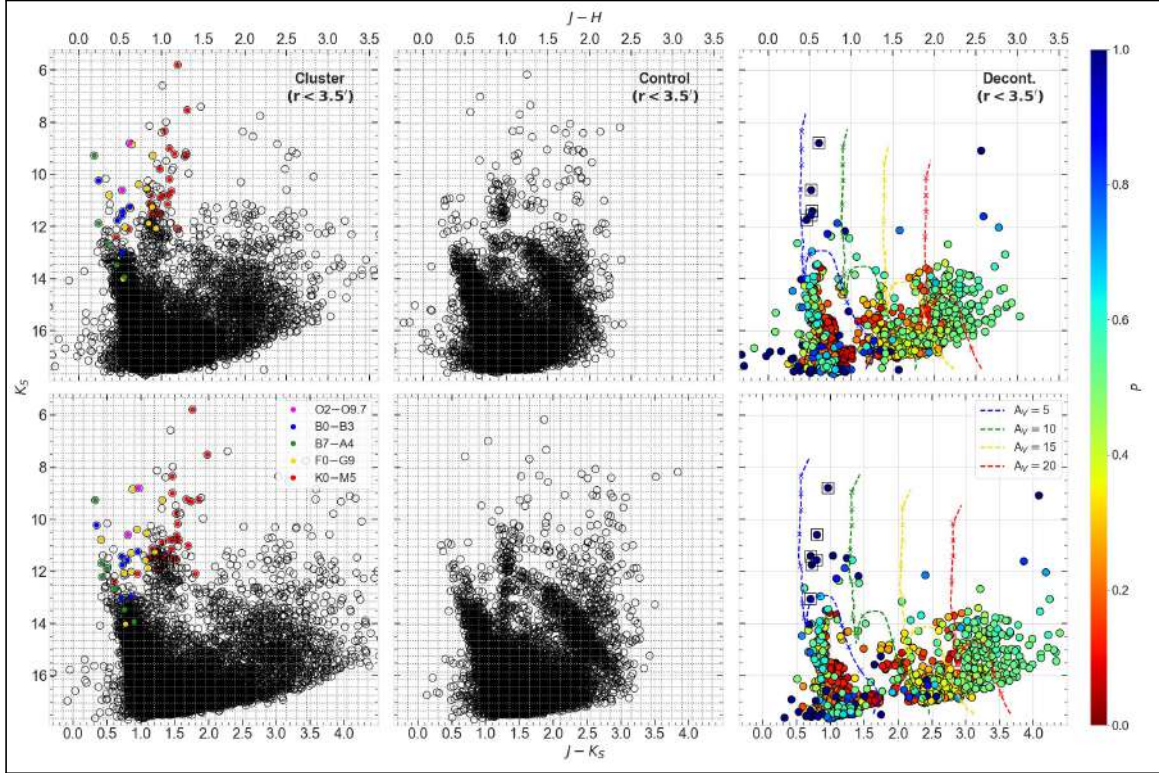


Figura 3.1.8: *Paneles izquierdos:* CMD de la región definida para RCW 91B, que muestra las fuentes con $r_{\text{Sapaki}} < 3.5'$ (círculos negros) y las estrellas observadas (círculos coloreados). *Paneles centrales:* CMD de la región de control utilizada, en un área igual a la de RCW 91B. *Paneles derechos:* CMD descontaminado de RCW 91B, en donde la probabilidad de membresía P se indica con colores. Además, se muestran isócronas PARSEC de 1 Myr, a una distancia de 5 kpc y con varios niveles de extinción. Las estrellas O3–B3 que comparten movimiento propio se señalan con un cuadrado negro, aunque la fuente S1 solo aparece en el CMD con $J - K_S$ debido a que no posee fotometría en la banda H .

En la Figura 3.1.8, podemos observar que el algoritmo recupera las estrellas O3–B3 de secuencia principal de la Figura 3.1.5 con una probabilidad $P \sim 1$. Además, se recuperan

algunas fuentes relativamente brillantes ($K_S \sim 12$ mag) con colores $J - K_S \sim 1.5$ mag y $J - K_S \sim 4.0$ mag, que se recuperan con $P > 0.8$. En el caso de las fuentes más débiles que $J = 14$ mag, se pueden observar varios grupos que se describen a continuación.

En primer lugar, se observa una secuencia vertical con colores $0.7 < (J - K_S) < 1.0$ que presentan valores de $P \geq 0.5$. Dicha población no puede ser explicada por la isócrona de 1 Myr, pero sí por isócronas más viejas (hasta 10 Myr) y con una extinción similar a las estrellas OB ($A_V \sim 6 - 8$ mag). Si consideramos que esta población es parte de RCW 91B, entonces podemos suponer que la región ha estado continuamente formando estrellas de masa intermedia-baja, hasta la reciente formación de Sapaki y el grupo de estrellas O3–B3. Por otra parte, en la parte más baja del diagrama se puede observar una población muy débil ($K_S > 17$ mag) con colores $0.6 < (J - K_S) < 1.5$ que presentan una probabilidad $P \geq 0.5$, además de algunas fuentes con $P \sim 1$. Aunque, debemos considerar que estas fuentes están casi en el límite de magnitud del catálogo, por lo que los valores de P podrían estar sesgados por la elección de la región de control. Finalmente, se observa un grupo pequeño de fuentes débiles ($K_S \sim 16.5$ mag) con colores $J - K_S \sim 2.5$, las cuales presentan un valor de $P > 0.8$. Dichas fuentes, caen en la región de PMS de la isócrona de 1 Myr y $A_V = 10$ mag, por lo que perfectamente podrían ser estrellas en formación en RCW 91B. También observamos un grupo extenso de fuentes con $P \geq 0.5$ altamente enrojecidas ($A_V \gtrsim 20$ mag). En este caso, podría corresponder tanto con estrellas de PMS en las regiones más extinguidas de la nebulosa, como también estrellas de fondo de tipo KM-gigantes, cuya luz se atenúa al tener que atravesar el gas/polvo de la nebulosa. Para refinar la selección de fuentes jóvenes asociadas a RCW 91B, utilizamos el diagrama color-color para elegir fuentes con posible exceso de emisión infrarroja.

En la Figura 3.1.9 se presenta el diagrama color-color de RCW 91B, junto con las estrellas O3–B3 que comparten movimiento propio, las fuentes con $P \geq 0.5$ y el vector de enrojecimiento para las estrellas tempranas (OBA) y estrellas tardías (GKM). En este diagrama, las fuentes con exceso de emisión en $2.2 \mu\text{m}$ se ubican hacia la derecha del vector de extinción para estrellas tempranas, que corresponden a 159 fuentes de las 566 fuentes con $P \geq 0.5$ (sin contar las estrellas O3–B3). Luego, en el CMD de la Figura 3.1.9, podemos observar que estas fuentes se ubican tanto en la región más extinguida ($J - K_S > 2.0$) como en la región de la secuencia principal para las estrellas O3–B3 ($J - K_S \sim 0.9$). Curiosamente, se observa una fuente brillante ($K_S \sim 9$ mag) muy enrojecida ($J - K_S \sim 4.0$ mag) que posiblemente corresponde a una estrella supergigante roja de fondo, ya que se ubica justo en el límite del vector de enrojecimiento para estrellas tempranas. Las estrellas más débiles ($J > 16$ mag) y con colores similares a las estrellas O3–B3, así como también las estrellas más brillantes con $J - K_S < 0.6$ mag, posiblemente corresponden a estrellas jóvenes de primer plano. Así que para filtrar estos objetos, vamos a considerar todas las fuentes que se ubican hacia la derecha de la isócrona de edad 10 Myr y extinción $A_V = 5$ mag, lo que nos permite eliminar 32 fuentes a la izquierda de la isócrona mencionada. Cabe mencionar que la fuente S101 fue recuperada entre las fuentes con exceso de emisión infrarroja, pero pudimos demostrar que no está relacionada a RCW 91B (Tabla 3.1.1) así que también filtramos esta fuente. Si además filtramos la posible supergigante roja en la parte más enrojecida del CMD, obtenemos un total de 125 fuentes con exceso de emisión infrarroja en RCW 91B (sin considerar las estrellas O3–B3).

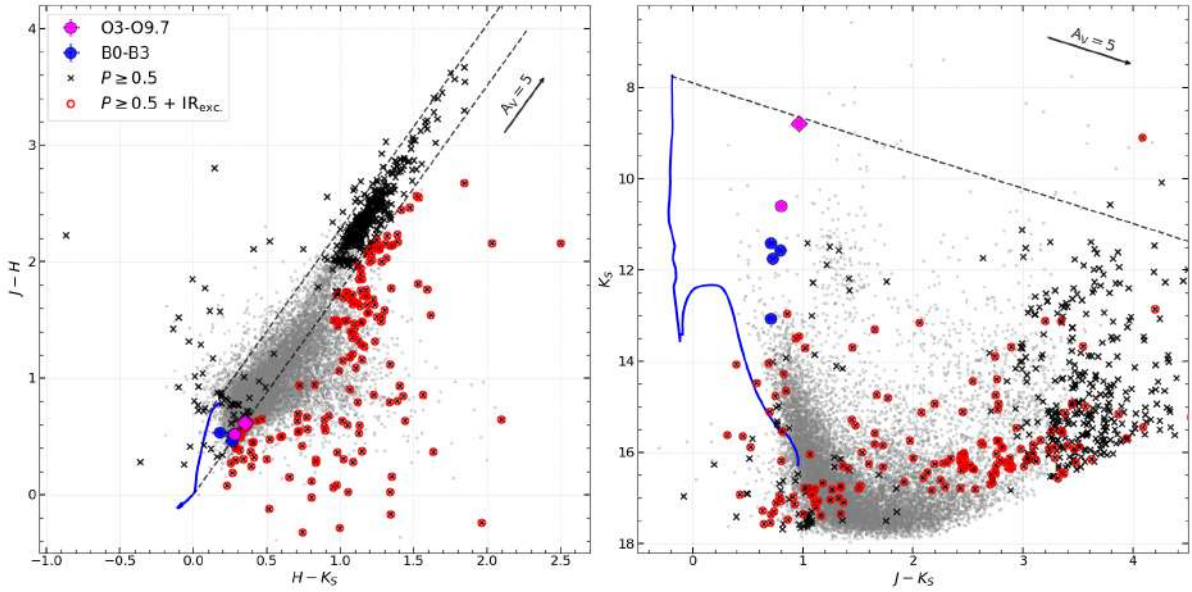


Figura 3.1.9: *Panel izquierdo:* Diagrama color-color de las fuentes en RCW 91B con $r_{\text{Sapaki}} < 3.5'$ (puntos grises), las estrellas O3–B3 que comparten movimiento propio (símbolos coloreados), y las fuentes con $P \geq 0.5$ (cruces negras). Además, se muestran los vectores de enrojecimientos, para estrellas tempranas (línea punteada inferior) y para estrellas tardías (línea punteada superior), construidos con la ley de extinción $A_J/A_V = 0.278$, $A_H/A_V = 0.178$ y $A_{K_S}/A_V = 0.121$. También, se muestran las fuentes que se ubican hacia la derecha del vector de extinción para estrellas tempranas (círculos rojos). *Panel derecho:* CMD de las fuentes en RCW 91B con exactamente la misma información. En ambos paneles, se muestra una isócrona PARSEC de 1 Myr ubicada a una distancia de $d = 4.93$ kpc y con extinción nula ($A_V = 0$ mag).

En la Figura 3.1.10, se presenta la distribución espacial de la muestra final de 125 fuentes con exceso de emisión infrarroja, junto con las 6 estrellas O3–B3 asociadas a RCW 91B. Podemos observar que las fuentes infrarrojas se distribuyen principalmente hacia los bordes de la nebulosa, aunque también se observa una concentración cerca de Sapaki y las demás estrellas B-tempranas. La zona inmediatamente hacia el sureste y noreste de Sapaki parece desprovista de objetos, y dicha zona coincide con una región desprovista (o con muy poca) emisión en $8.0 \mu\text{m}$. Esto puede reflejar la robustez en la eliminación de estrellas gigantes enrojecidas de fondo, dado que su luz es capaz de atravesar el material en la línea de visión principalmente en la cavidad evacuada de RCW 91B. En el CMD de la Figura 3.1.10, podemos observar que las fuentes presentan un amplio rango niveles de extinción, desde $A_V = 5$ mag ($J - K_S \sim 0.6$) hasta las partes más extinguidas de la nebulosa con $A_V > 20$ mag ($J - K_S > 2.8$). Además, las isócronas parecen indicar una dispersión en la edad de la población estelar de RCW 91B, con estrellas jóvenes de edad $\lesssim 1$ Myr hasta estrellas un poco más viejas de edad $\gtrsim 10$ Myr. Esta coexistencia de una población joven y masiva (1–2 Myr), con una población de masa intermedia-baja un poco más vieja (1–10 Myr), ya ha sido observada en otras regiones de nuestra Galaxia con estrellas similares a Sapaki (i.e. O2–O4 If), como por ejemplo en la Nebulosa de Carina (Ascenso et al. 2007), NGC 3603 (Beccari et al. 2010), o NGC 6357 (Massi et al. 2015). Estos resultados indican que han ocurrido varios episodios de formación estelar en RCW 91B, en donde Sapaki (y posiblemente las demás estrellas OB) se formaron recientemente en un evento energético que “barrió” con el gas disponible para formar nuevas estrellas en la región.

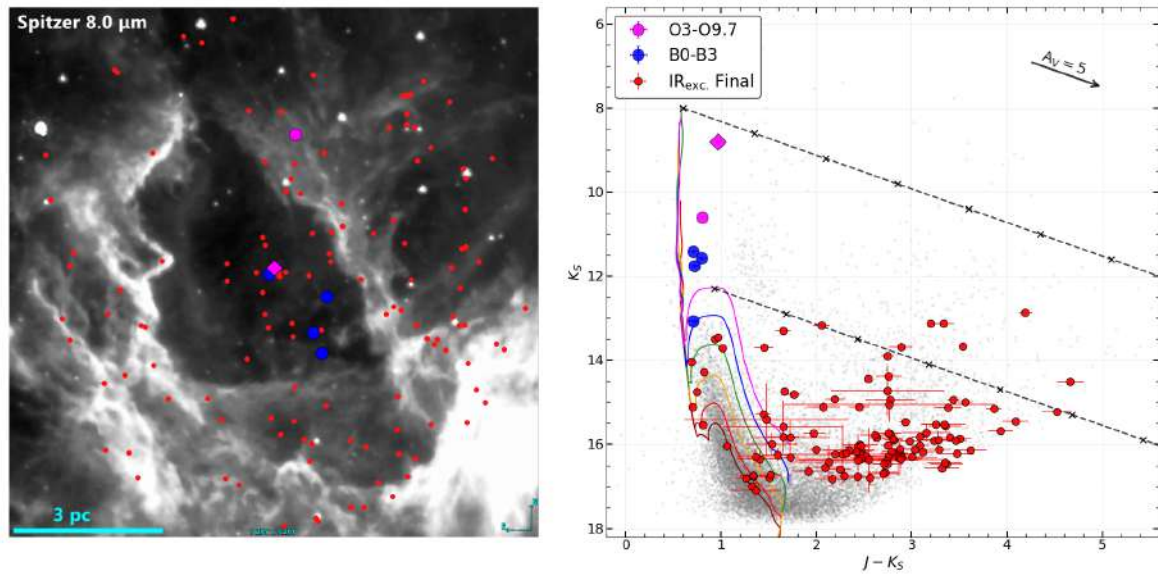


Figura 3.1.10: *Panel izquierdo:* Imagen de RCW 91B en la banda $8.0 \mu\text{m}$ que muestra la distribución espacial de la muestra final de 125 fuentes con $P \geq 0.5$, a la derecha del vector de enrojecimiento para estrellas tempranas, y filtrados con isócronas de 10 Myr (círculos rojos). Además, se muestra el grupo de estrellas O3–B3 (símbolos violeta y azul). El Norte es hacia arriba y el Este hacia la izquierda. *Panel derecho:* CMD de las fuentes mostradas en el panel izquierdo. Además, se muestran isócronas PARSEC de 0.5 Myr (violeta), 1 Myr (azul), 2 Myr (verde), 4 Myr (amarillo), 7 Myr (rojo) y 10 Myr (marrón), ubicadas a una distancia de 4.93 kpc, y enrojecida con $A_V = 5$ mag y la ley de extinción $A_J/A_V = 0.278$ y $A_{K_s}/A_V = 0.121$. También, se muestra el vector de extinción junto con intervalos de $A_V = 5$ mag marcados con cruces negras.

3.1.4. YSOs

A pesar de que la fotometría en el infrarrojo medio existe para un 15 – 20 % de fuentes en el Complejo RCW 91, este rango es más preciso para identificar YSOs brillantes de Clase I y Clase II (ver Imagen 1.2.1). Además, este rango permite identificar fuentes contaminantes de origen extragaláctico, como por ejemplo galaxias no resueltas con formación estelar activa, núcleos galácticos activos (*Active Galactic Nuclei*, AGN), y galaxias dominadas por emisión de hidrocarburos aromáticos policíclicos (*Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*, PAH). Igualmente, permite separar fuentes contaminantes de origen no-estelar, como “nudos” con emisión de PAH y choques en la nebulosa de RCW 91B (Gutermuth et al. 2009).

En la Figura 3.1.11 se presentan los diagramas color-color en el rango $3.6 - 8.0 \mu\text{m}$ de GLIMPSE para las fuentes en el área de RCW 91B. A partir de los criterios definidos por Gutermuth et al. (2009), se clasificó 1 fuente como galaxia no resuelta con formación estelar, 158 fuentes fueron como emisión de PAH, 3 YSOs de Clase I y 2 YSOs de Clase II, mientras que al resto de fuentes en el área de RCW 91B no se les asignó una clasificación. Con este método, podemos diferenciar YSOs genuinos de las estrellas de campo enrojecidas, pero no podemos separar YSOs de Clase II muy enrojecidos de YSOs de Clase I (e.g. Saral et al. 2017). En nuestro caso, esto no es problema pues estamos interesados en contenido estelar joven de la región, o sea YSOs de Clase I y Clase II.

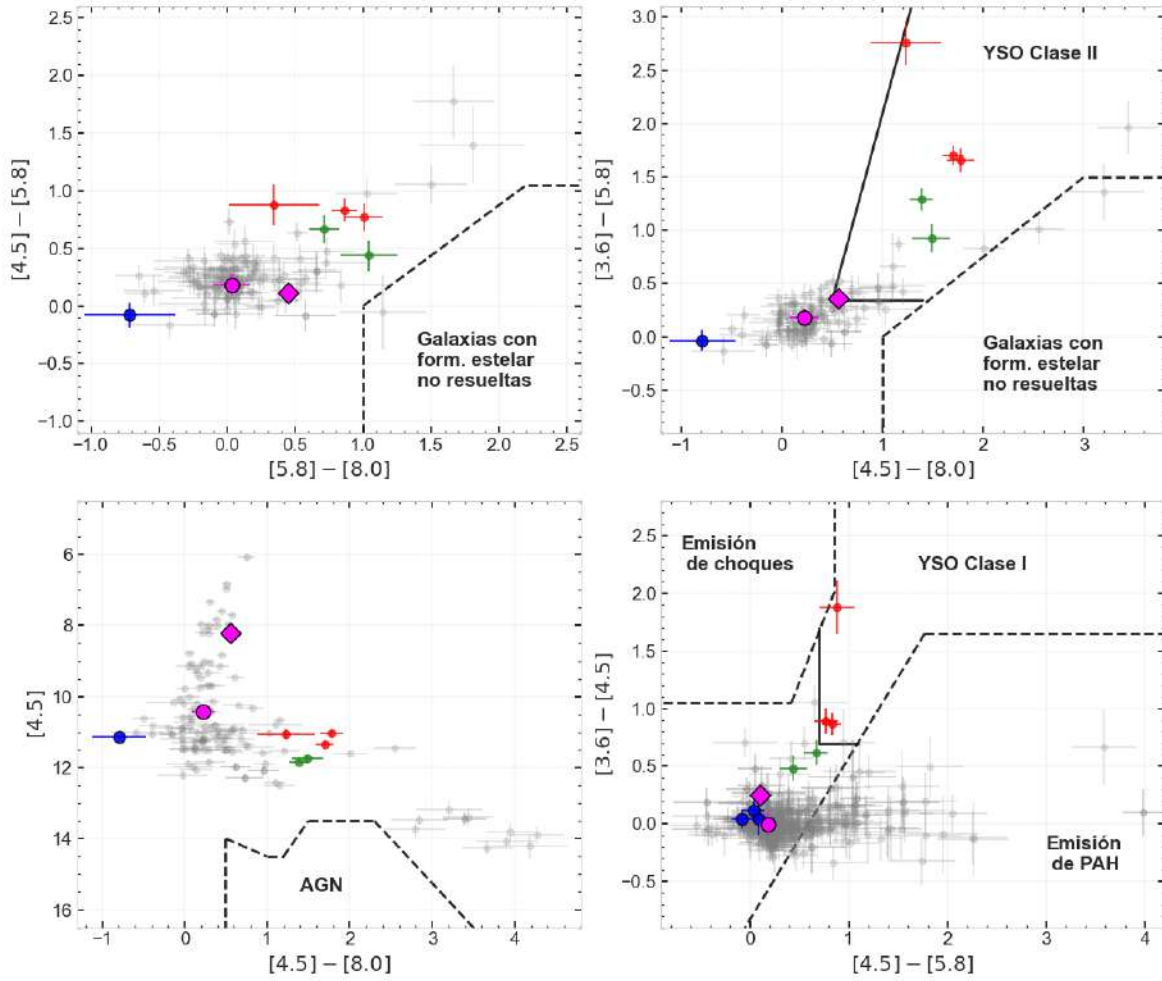


Figura 3.1.11: Diagramas color-color (paneles superior izquierdo, superior derecho e inferior derecho) y color-magnitud (panel inferior izquierdo) en el infrarrojo medio de fuentes con $r_{\text{Sapaki}} < 3.5'$ (puntos grises), utilizados para identificar objetos contaminantes en la región. Además, se identifican las estrellas de tipo O3–B3 (símbolos violeta y azul), así como también las fuentes identificadas como posibles YSOs de Clase I (puntos rojos) e YSOs de Clase II (puntos verdes). Las líneas punteadas y sólidas negras, representan los límites definidos para fuentes contaminantes e YSOs de Clase I-II, respectivamente (ver Apéndice A1 de [Gutermuth et al. 2009](#)). Curiosamente, Sapaki se ubica justo en el límite de los YSOs de Clase II.

En la Figura 3.1.12 se presenta la distribución espacial y el CMD de los 3 YSOs de Clase I (identificados como R1, R2 y R3) y los 2 YSOs de Clase II (identificados como V1 y V2). Podemos observar que R1, R2, V1 y V2, forman un grupo de fuentes el CMD cuyas posiciones son consistentes con isócronas PARSEC de edades $0.5 - 1.5$ Myr y extinción $A_V \sim 15$ mag. Por otra parte, la posición de R3 en el CMD se explica por isócronas menos extinguidas ($A_V = 5 - 8$ mag) y más viejas (~ 7 Myr), además de que se ubica en la parte más brillante de la nebulosa, estando más cerca de RCW 91A que de RCW 91B. De esta forma, es muy probable que las fuentes R1, R2, V1, y V2 sean congéneres con Sapaki, siendo así prueba de un episodio de formación estelar reciente (~ 1 Myr) en la región. Solamente la fuente R1 fue recuperada con el algoritmo de descontaminación estadística, lo que resalta la importancia de utilizar fotometría en el infrarrojo medio para identificar

los YSOs más brillantes de la región. Es preciso mencionar que las fuentes R1, R2, R3, V1 y V2 también presentan colores $J - H$ y $H - K_S$ consistentes con un exceso de emisión infrarroja.

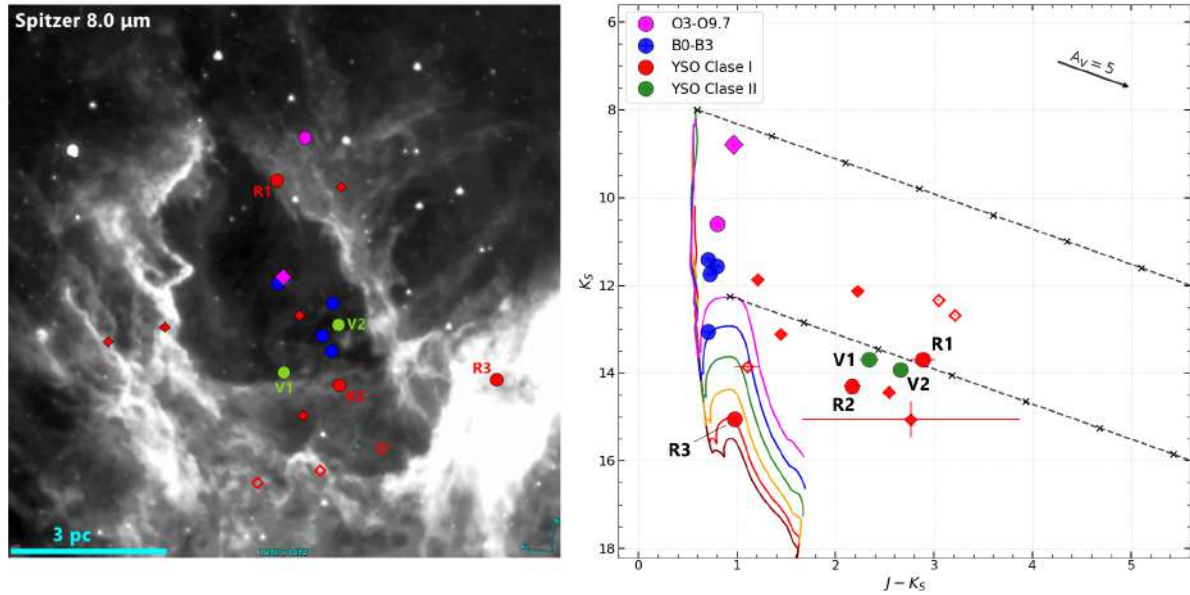


Figura 3.1.12: *Panel izquierdo:* Imagen de RCW 91B en la banda $8.0 \mu\text{m}$ que muestra la distribución espacial de los YSOs de Clase I (círculos rojos) y Clase II (círculos verdes). Además, se muestra el grupo de estrellas O3–B3 (símbolos violeta y azul). Asimismo, se muestran 8 fuentes del catálogo SPICY de Kuhn et al. (2021) clasificadas como YSO de Clase I, YSO de Clase II o inciertas, separadas en las fuentes con colores típicos de estrellas de primer plano o gigantes rojas (rombos rojos abiertos) y las fuentes con exceso de emisión infrarroja (rombos rojos sólidos). El Norte es hacia arriba y el Este hacia la izquierda. *Panel derecho:* CMD de las fuentes mostradas en el panel izquierdo. Las isócronas PARSEC y los vectores de extinción, son iguales que los mostrados en la Figura 3.1.10.

Por otra parte, los objetos R1, R2, V1 y V2 también fueron identificados como posibles YSOs en el catálogo SPICY de Kuhn et al. (2021). Las fuentes R1 y R2 fueron clasificados como una SED plana¹, mientras que las fuentes V1 y V2 fueron clasificados como YSOs de Clase II, lo que destaca la consistencia con el método de selección en el infrarrojo medio. Cabe señalar que el catálogo SPICY incluye 8 fuentes adicionales, de las cuales 2 fueron clasificadas como YSOs de Clase I, 4 fueron clasificadas como YSOs de Clase II, y 2 fueron clasificadas como incierto. Además, 3 fuentes del catálogo SPICY presentan colores $J - H$ y $H - K_S$ consistentes con estrellas de primer plano o de gigantes enrojecidas, quedando así con 5 YSOs adicionales posiblemente asociados a RCW 91B (ver Figura 3.1.12). De esta forma, la mitad de los YSOs se ubican cerca de las estrellas OB en la cavidad de RCW 91B, mientras que la otra mitad se ubica en diferentes puntos hacia la periferia de la nebulosa. Finalmente, obtenemos una muestra compuesta por 125 estrellas con exceso de emisión infrarroja, 5 YSOs identificados con fotometría en el infrarrojo cercano, 5 YSOs del catálogo SPICY, y las 6 estrellas O3–B3 identificadas con espectroscopía, dando un total de 141 fuentes en RCW 91B.

¹Una SED plana se define por el valor del índice espectral infrarrojo: $-0.3 < \alpha_{\text{IR}} < 0.3$ (ver Sección 1.2.1). Esta valor representa una etapa de transición entre los YSOs de Clase I y Clase II.

3.2. Examinando un caso plausible de formación estelar masiva aislada

El grado de aislamiento con el cual se forman las estrellas masivas, es una prueba importante de las dos principales teorías de formación estelar masiva (colapso monolítico y acreción competitiva, Sección 1.3). Según la discusión presentada por Bressert et al. (2012), el término *estrella masiva aislada* deja margen para diferentes interpretaciones, y se puede argumentar en contra de dicha afirmación de tres maneras:

- 1) La estrella masiva se está formando con otras estrellas masivas en la misma nube molecular o filamento (en un radio > 10 pc)
- 2) La formación de la estrella masiva fue inducida por la retroalimentación de otra estrella masiva (dentro de un radio < 10 pc)
- 3) La estrella masiva estuvo gravitacionalmente ligada con otra estrella masiva en algún momento del pasado (dentro de un radio $< 1 - 3$ pc)

En términos generales, los puntos 1) y 2) implican similitudes en la edad, ubicación y composición química de las estrellas formadas en la nube molecular (e.g. Watanabe et al. 2017, Narloch et al. 2022). Pero, desde un punto gravitacional, estos puntos son mayormente irrelevantes para la física detallada de la formación estelar (McKee & Ostriker 2007), considerando el tiempo característico de la formación estelar masiva ($\lesssim 10^5$ Myr). Es el punto 3) el que proporciona la escala espacial adecuada para que ocurran interacciones entre las proto-estrellas y el gas de la región, en forma de acreción, capturas gravitacionales o colisiones (Bonnell & Smith 2011, Tan 2016). El estudio de Bressert et al. (2012) estuvo enfocado en el punto 3), que es el menos restrictivo de todos, pero otros estudios se han centrado en el punto 1), que es el más restrictivo en cuanto a la selección de candidatos (e.g. de Wit et al. 2004, Oey et al. 2013, Stephens et al. 2017). En este trabajo de Tesis, nos centraremos en el punto 3), pues ofrece la escala espacial que nos permite estudiar los mecanismos de formación estelar masiva a pequeña escala (colapso monolítico, acreción competitiva y coalescencia) de los mecanismos a gran escala presentados en la Tabla 1.3.1.

3.2.1. Criterios de aislamiento aplicados a Sapaki

En la Tabla 1.3.2 se presentan los criterios que seguiremos para estudiar el grado de aislamiento de una estrella masiva. Estos criterios tienen en cuenta el tipo espectral de la estrella candidata, su ubicación en el plano del cielo y su cinemática, dentro del contexto del punto 3) descrito anteriormente.

- **Criterio A** – En el caso de Sapaki, el criterio A se cumple por el tipo espectral determinado con espectroscopía (O3 If*, Sección 3.2). De hecho, la otra estrella O de RCW 91B (S15) también cumple este criterio (O7 V, Sección 3.1.2).
- **Criterio B** – La estrella de tipo O más cercana a Sapaki es S15 (O7 V), que se encuentra a $1.9'$ hacia el Norte (o 2.7 pc para una distancia de 5 kpc), así que el criterio B se cumple para Sapaki. Más aún, este criterio también aplica para la fuente S15.
- **Criterio C** – En la Figura 3.2.1 se presentan las mediciones de velocidad radial para Sapaki en los años 2015–2023, utilizando ambos métodos descritos en la Sección 2.3.5.

En el ajuste Gaussiano línea por línea se utilizó el error más pequeño (σ_{syst}), con el cual observamos una variación en la velocidad radial a través de los años, pero no es una variación significativa considerando el promedio y error de 3σ calculado ($V_{r,\text{GFit}} = -62.7 \pm 26.4$). En la correlación cruzada se utilizó siempre como referencia el espectro de Cyg OB2-22A, y en este caso sí observamos una variación significativa de la velocidad radial para el promedio calculado ($V_{r,\text{XCor}} = -72.8 \pm 6.6$), lo que sugiere que Sapaki sí podría ser un sistema binario o múltiple. Esto es de esperar, considerando que el 90 % de estrellas O de secuencia principal son sistemas múltiples (Offner et al. 2023). Además, en ambos diagramas se observa que la amplitud de la variación es de $\sim -90 \text{ km s}^{-1}$, que es del orden encontrado en otros sistemas masivos múltiples como HD 93129A (Maíz Apellániz et al. 2017) o Pismis 24-1 (Maíz Apellániz et al. 2007). En cualquier caso, si suponemos que Sapaki es un sistema múltiple, entonces el valor promedio calculado con cada método corresponde a la velocidad radial del baricentro del sistema, que está en línea con la velocidad radial del gas molecular en RCW 91B (Tabla 1.4.1). Futuros censos espectroscópicos realizados de forma sistemática, ayudarán a confirmar/descartar la multiplicidad de Sapaki. Para el caso de la fuente S15, solamente disponemos de espectroscopía en una época, por ende no se puede decir nada sobre este criterio.

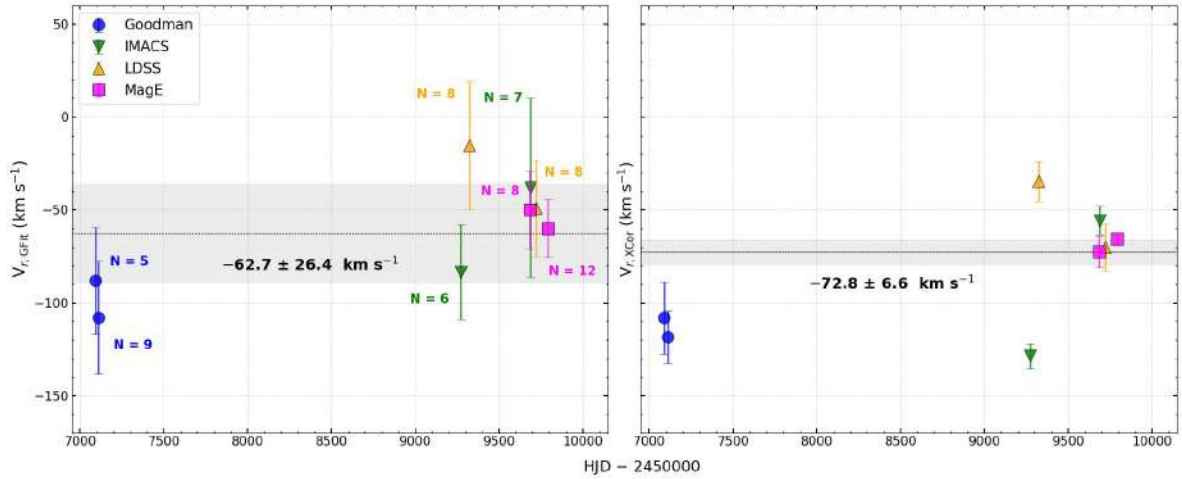


Figura 3.2.1: Velocidad radial de Sapaki en función del día juliano heliocéntrico (HJD), para los distintos espectros ópticos disponibles (ver Tabla D.1). *Panel izquierdo:* Velocidad radial medida con el ajuste Gaussiano línea por línea ($V_{r,\text{GFit}}$), en donde las barras de error representan los errores σ_{stat} , y N es el número de líneas utilizadas en el cálculo. *Panel derecho:* Velocidad radial medida con el método de correlación cruzada ($V_{r,\text{XCor}}$), utilizando como referencia el espectro de GOSSS de Cyg OB2-22A. En ambos paneles, la banda gris central representa la velocidad radial promedio junto con una incertidumbre de 3σ .

- **Criterio D** – Como vemos en la Figura 3.1.4, las estrellas O3–B3 de RCW 91 se concentran en torno a un valor de velocidad radial de $V_{r,\text{GFit}} = -58.8$ y $V_{r,\text{XCor}} = -64.7 \text{ km s}^{-1}$. De esta forma, si consideramos la velocidad radial del baricentro de Sapaki, entonces sí es consistente con el promedio medido en RCW 91B, por lo que descartamos que sea una estrella *runaway* en la línea de visión. En el caso de la fuente S15, la velocidad radial $V_{r,\text{GFit}}$ está en línea con el promedio OB de la región, no así la velocidad radial $V_{r,\text{GFit}}$ que difiere en más de 1σ del promedio, por lo que no podemos afirmar/descartar que sea una estrella *runaway* en la línea de visión.

- **Criterio E** – Como vemos en la Tabla 3.1.2, se calculó una velocidad tangencial peculiar (con Gaia DR3) $V_{t,\text{pec}} = 7.0 \pm 1.9 \text{ km s}^{-1}$ para Sapaki, por lo que descartamos que sea una *runaway* en el plano del cielo. De igual forma, descartamos que la fuente S15 sea una *runaway* en el plano del cielo, dado que $V_{t,\text{pec}} = 2.5 \pm 1.1 \text{ km s}^{-1}$.
- **Criterio F** – Sapaki se encuentra ubicada casi al centro de una cavidad que se observa tanto en imágenes de $\text{H}\alpha$ como también en imágenes infrarrojas de RCW 91B (e.g. Figura 1.4.1). En el caso de la fuente S15, se encuentra inmersa en un filamento de polvo en el borde de la región HII .
- **Criterio G** – En el panel superior de la Figura 3.2.2, se presenta el RDP alrededor de Sapaki para todas las fuentes en la región que son más brillantes que la magnitud límite $K_S = 17.5 \text{ mag}$. A primera vista, la densidad crece de manera significativa (fuera de la banda gris) para un radio $r_{\text{Sapaki}} < 60''$ (1.5 pc). Si ajustamos un perfil de King a esta distribución, encontramos un radio nuclear (r_c) y una densidad superficial central (Σ_0) de 0.38 pc y 196 pc^{-2} , respectivamente. No obstante, la región con $r_{\text{Sapaki}} < 60''$ corresponde a la cavidad evacuada de RCW 91B, por lo que existe contaminación por estrellas de fondo y de primer plano. Es por ello que utilizamos los resultados de la Sección 3.1.3, y así construimos el RDP con las 141 estrellas de la muestra final de RCW 91B, que corresponden a las estrellas OB, fuentes con exceso de emisión infrarroja e YSOs. En el panel inferior de la Figura 3.2.2 se presenta el RDP considerando el catálogo descontaminado, en donde podemos observar que el RDP ahora muestra un evidente aumento de la densidad estelar en la región más cercana a Sapaki ($r < 15 - 20''$). Es interesante notar que $\Sigma_{\text{sky}} \sim 0$, por lo que el algoritmo de descontaminación es efectivo para remover la contaminación estelar de campo. Nuevamente se puede ajustar un perfil de King, obteniendo así los valores de $r_c = 0.06 \text{ pc}$, $\Sigma_0 = 229 \text{ pc}^{-2}$ y $n_0 = 1881 \text{ pc}^{-3}$. El valor de r_c está en acuerdo con el valor encontrado en otros cúmulos jóvenes y masivos de nuestra Galaxia (Portegies Zwart et al. 2010, Barnes et al. 2019), pero los valores de Σ_0 y n_0 son demasiado bajos en comparación. Por ejemplo, en el cúmulo de Trumpler 14 se ha encontrado que $r_c = 0.12 \text{ pc}$, $\Sigma_0 = 2000 \text{ pc}^{-2}$ y $n_0 = 7300 \text{ pc}^{-3}$ (Ascenso et al. 2007). De hecho, la densidad central de Trumpler 14 de por sí es muy baja como para que el mecanismo de coalescencia haya sido relevante en la formación de las estrellas más masivas, por lo que podemos concluir lo mismo para Sapaki y las demás estrellas masivas de RCW 91B. Aunque, cabe aclarar que estamos considerando fuentes con $K_S \lesssim 17.5$, que para una distancia y extinción de Sapaki corresponden con estrellas de masa $\gtrsim 1 M_\odot$. Para una IMF de Kroupa (Kroupa 2001), las estrellas con masa $< 1 M_\odot$ representan más del 90 % del número de estrellas en la región (Kroupa et al. 2013), por lo que estamos observando una fracción muy pequeña de la población estelar en RCW 91B. Por ende, los valores calculados de Σ_0 y n_0 representan un límite inferior del valor real. De todas maneras, la sobre-densidad de fuentes es real, lo que sugiere la presencia de un cúmulo compacto ($r < 0.1 \text{ pc}$) con estrellas de masa intermedia-baja alrededor de Sapaki. Estos resultados son dependientes de la calidad de la fotometría utilizada, por lo que futuros censos con fotometría profunda y de alta resolución de la zona ayudarán a confirmar/descartar estos resultados.

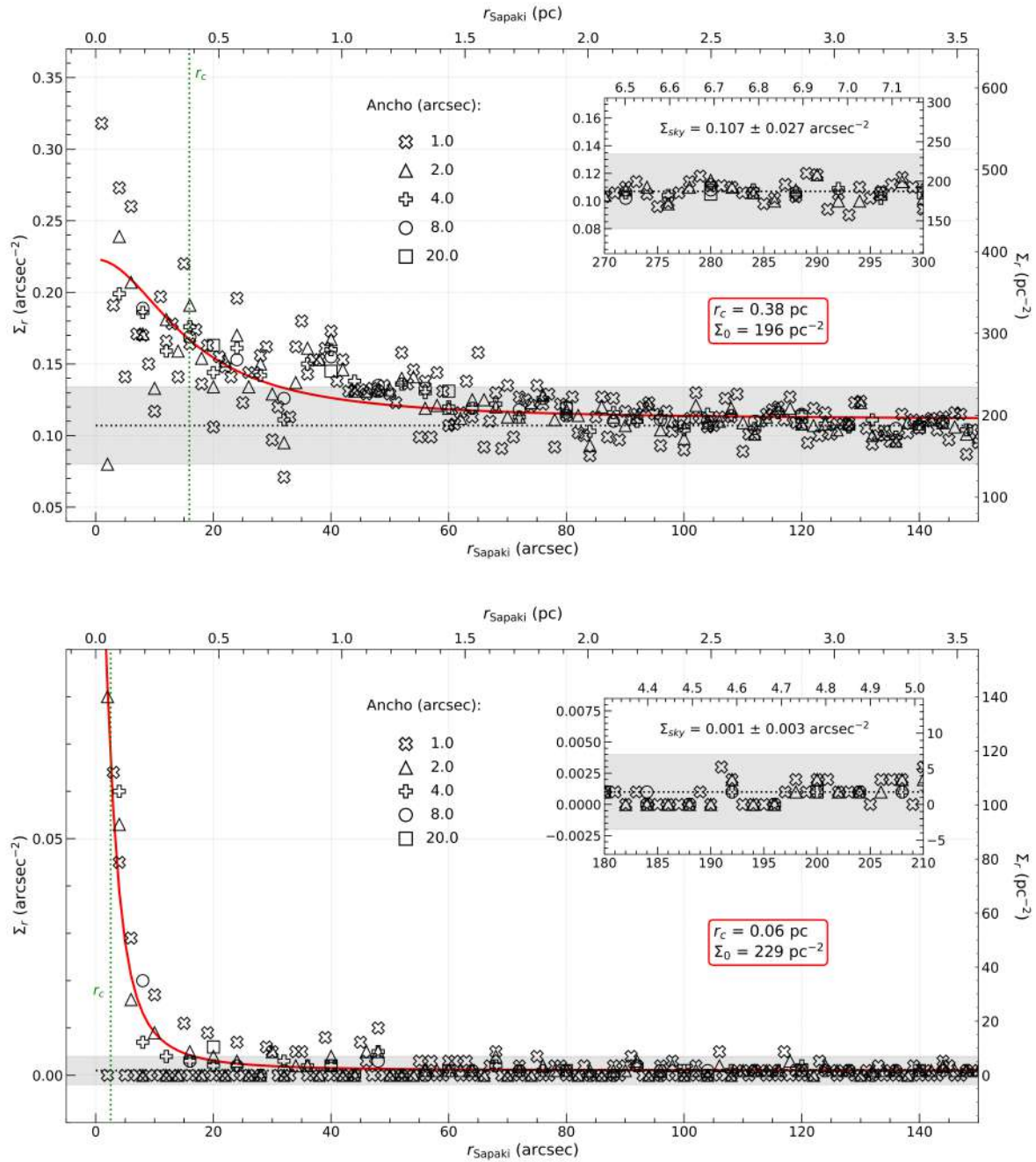


Figura 3.2.2: RDP centrado en Sapaki considerando todas las fuentes en el catálogo maestro con $K_S < 17.5$ mag (*panel superior*), y con las 141 fuentes de la muestra final de RCW 91B (*panel inferior*). Los símbolos representan diferentes anchos del área anular considerada, el recuadro de la esquina superior derecha representa la región utilizada en la estimación de la densidad estelar de campo Σ_{sky} , y el área sombreada gris representa $\Sigma_{\text{sky}} \pm 3\sigma$ de incertidumbre. Además, la línea sólida roja representa el mejor ajuste del perfil de King a los intervalos más pequeños, y la línea punteada verde representa el radio del núcleo (r_c) determinado con el ajuste. En el recuadro rojo se muestra el radio del núcleo y la densidad superficial central (Σ_0). La conversión de " a pc se realizó considerando una distancia de 4.93 kpc.

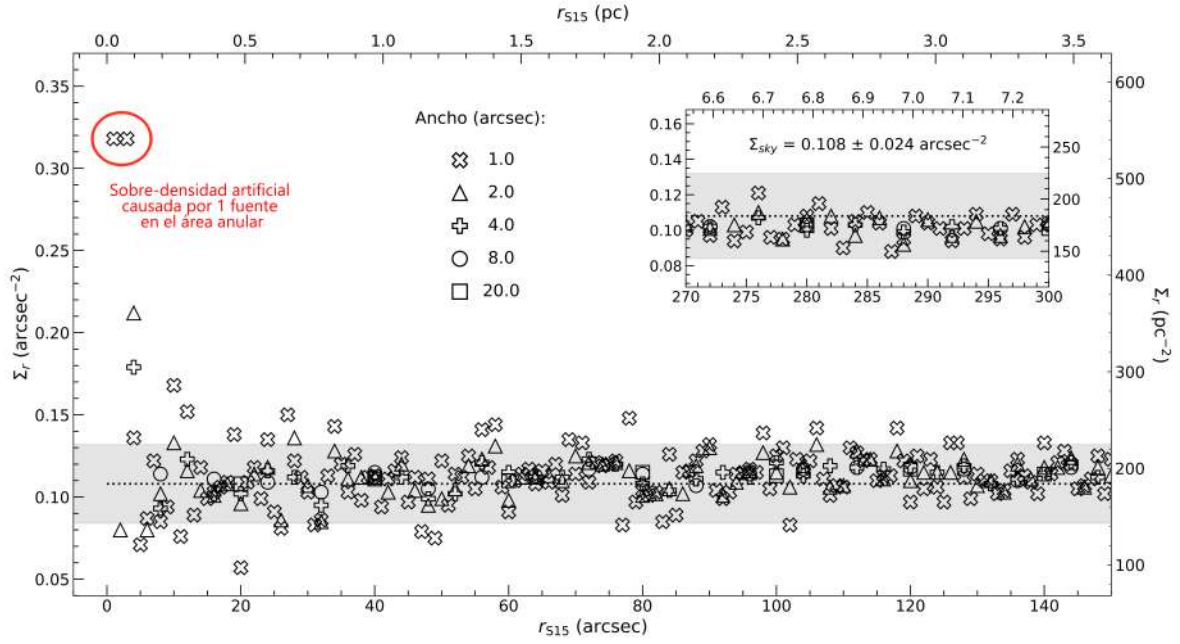


Figura 3.2.3: RDP centrado en la fuente S15 de todas las fuentes en el catálogo maestro con $K_S < 17.5$ mag. Los símbolos representan diferentes anchos del área anular considerada, el recuadro de la esquina superior derecha representa la región utilizada en la estimación de la densidad estelar de campo Σ_{sky} , y el área sombreada gris representa $\Sigma_{\text{sky}} \pm 3\sigma$ de incertidumbre. La sobre-densidad de fuentes en la región más interna ($r < 0.1$ pc) y en el intervalo más pequeño ($1''$), es causada por una sola fuente que cae en el área anular. La conversión de $''$ a pc se realizó considerando una distancia de 4.93 kpc.

De igual manera, en la Figura 3.2.3 se presenta el RDP de S15, que contrasta de forma perfecta con el RDP de Sapaki. En este caso, no se observa una sobre-densidad significativa de fuentes ni siquiera utilizando todas las fuentes del catálogo con $K_S < 17.5$ mag, por ende tampoco es posible ajustar un perfil de King. Aunque, a excepción de Sapaki, la fuente S15 se encuentra en un filamento de polvo que podría estar enmascarando la luz de fuentes tenues alrededor, lo que realza la importancia de un censo fotométrico profundo de la región. En la Tabla 1.3.2 se resumen los criterios de aislamiento para Sapaki y S15.

Antes de finalizar, en la Figura 3.2.4 se presenta el diagrama de contorno de la densidad estelar en RCW 91B, construido mediante una estimación de densidad de Kernel (*Kernel Density Estimator*, KDE) sobre el catálogo maestro completo y la muestra final de estrellas. En ambos diagramas de la Figura 3.2.4, se observa una distribución centralmente condensada que está en acuerdo con lo observado en el RDP (Figura 3.2.2). En el KDE de la muestra final de RCW 91B, el máximo de la distribución se ubica en las coordenadas $\text{RA}_{\text{J2000}} = 229.1459^\circ$ y $\text{Dec}_{\text{J2000}} = -58.1738^\circ$, o sea $\sim 30''$ (~ 0.7 pc) hacia el suroeste de Sapaki. Además, la distribución se extiende preferentemente hacia el oeste de RCW 91B, en dirección hacia la región más brillante de la nebulosa (ver Figura 3.1.10), lo cual tiene sentido considerando que se trata de objetos jóvenes asociados formados en RCW 91B. Curiosamente, la distribución presenta una forma elongada, en donde su semieje mayor apunta en una dirección norte-sur, de forma que está casi alineado con el vector que conecta RCW 91B y el centro del cúmulo Lynga 3.

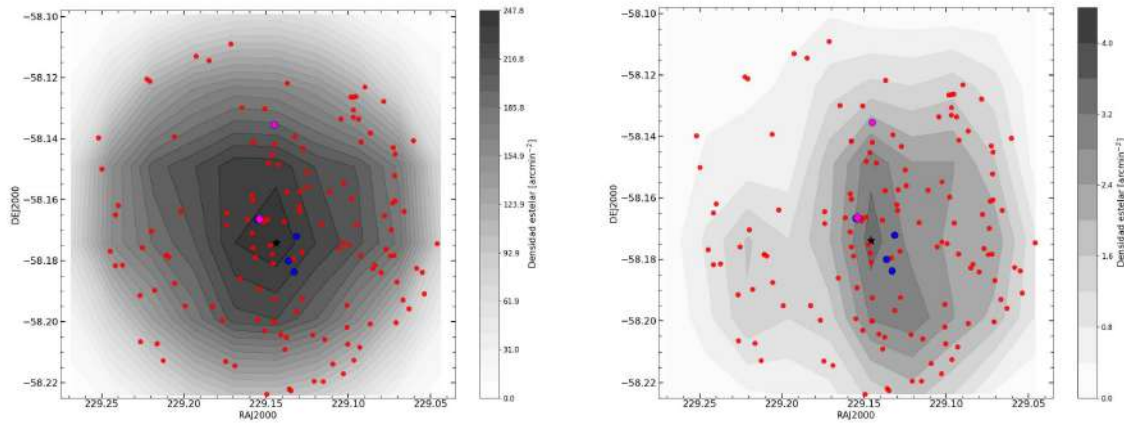


Figura 3.2.4: Diagrama de contorno de la densidad estelar calculada con el KDE, para todas las fuentes del catálogo maestro (*panel izquierdo*), y para las fuentes presuntamente genuinas de RCW 91B (*panel derecho*). En ambos diagramas, se calcula la densidad superficial utilizando cuadrados de tamaño $3' \times 3'$ y separados por $1.5'$. En ambos paneles, se muestran las estrellas O3–B3 de RCW 91B (símbolos magenta y azules) y las 135 estrellas de la muestra final (círculos rojos). Además, la estrella negra representa el punto máximo de densidad superficial en el KDE.

3.2.2. Función de masa estelar observada

Hasta ahora, hemos visto que existe una población escasa de estrellas OB y de estrellas de masa intermedia-baja que constituyen RCW 91B. Para construir la función de masa de la región, consideramos las 6 estrellas O3–B3 de secuencia principal y las 135 fuentes descontaminadas con exceso de emisión infrarroja (incluyendo los YSOs). Dado que la población de masa intermedia-baja en RCW 91 presenta una dispersión en la edad (Sección 3.1.3), seleccionaremos las fuentes con edades compatibles con la edad de Sapaki, más concretamente en el rango 0.5 – 2.5 Myr. Además, debido a la extinción diferencial observada en RCW 91B, vamos a considerar un amplio rango de extinción, específicamente en el rango $A_V = 5 - 25$ mag. Vamos a descartar las fuentes que se encuentran por debajo de la isócrona de 2.5 Myr con extinción $A_V = 5$ mag, y significativamente por encima de las isócronas de 0.5 Myr con extinción $A_V = 25$ mag (ver Figura 3.2.5). Después, dividimos la muestra en estrellas de secuencia principal (MS) y pre-secuencia principal (PMS), basándonos en que las estrellas MS se encuentran cerca de las estrellas en el diagrama color-color de la Figura 3.1.9, mientras que las estrellas PMS corresponde al resto de estrellas en el diagrama (y a la derecha del vector de extinción). De esta forma, la función de masa considera las 6 estrellas O3–B3 y la nueva muestra de 120 fuentes jóvenes en RCW 91B (5 de MS y 115 de PMS, ver Figura 3.2.5). Con la muestra final definida, utilizamos el algoritmo descrito en la Sección 2.3.9 para asignar las masas iniciales y masas actuales a cada objeto.

En la Figura 3.2.6 se presenta la función de masa y la función de luminosidad en la banda K_S , considerando una edad de 1.5 Myr para la región. En la función de masa, podemos observar que existe un valor anormalmente alto de estrellas con masas $2 - 5 M_\odot$, pero este efecto no se observa en la función de luminosidad (en la región de Transición MS-PMS). El comportamiento de estos intervalos se debe a que las isócronas PARSEC presentan una

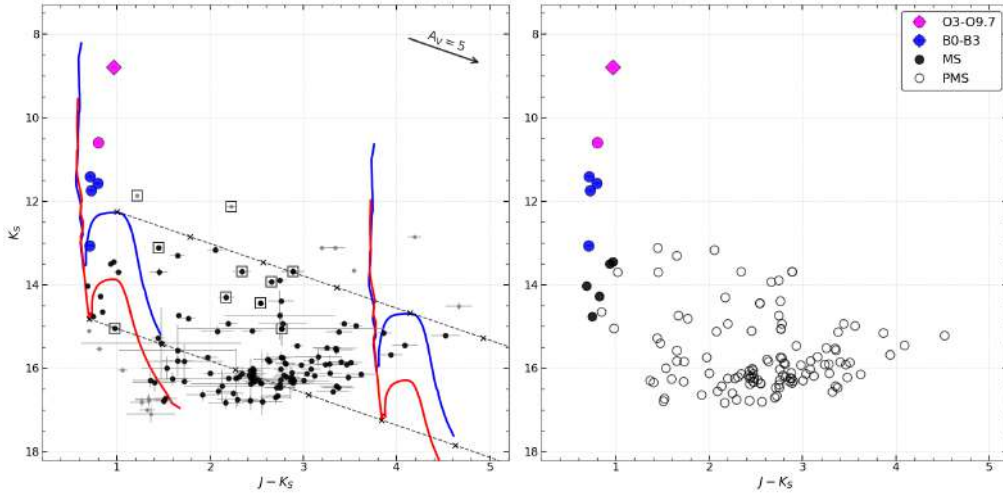


Figura 3.2.5: *Panel izquierdo:* CMD de las estrellas O3–B3 (símbolos coloreados) y de las 135 fuentes de la muestra final (puntos grises). Además, se presentan isócronas PARSEC de 0.5 Myr (azul) y 2.5 Myr (rojo), ubicadas a 4.93 kpc, y enrojecidas con los valores de extinción $A_V = 5$ mag y $A_V = 25$ mag (isócronas de la izquierda y derecha, respectivamente) y una ley de extinción $A_J/A_V = 0.278$ y $A_{K_S}/A_V = 0.121$. Las líneas punteadas representan el vector de enrojecimiento, con intervalos de 5 mag. También, se muestran las 120 fuentes jóvenes de RCW 91B consideradas en la construcción de su función de masa (puntos negros). Las fuentes encerradas en cuadrados negros, corresponden a los YSOs encontrados en la Sección 3.1.4. *Panel derecho:* CMD con la muestra final de estrellas para construir la función de masa de RCW 91, en donde se ha separado la muestra en estrellas MS (círculos sólidos) y PMS (círculos abiertos).

degeneración en la masa y las magnitudes observadas, que se puede visualizar en la curva que toma la parte de PMS antes de transicionar a la zona de MS (ver Figura 2.3.2). El rango de masas con degeneración depende de la edad de la isócrona, estando en el rango $\sim 3 - 4 M_\odot$ para una edad de 1.5 Myr. Dado que el algoritmo de asignación de masas (Sección 2.3.9) considera distintos valores de extinción A_V , es incapaz de discriminar entre una estrella más masiva y más extinguida, de una estrella menos masiva y menos extinguida. Esto produce una acumulación falsa de fuentes en el rango $2 - 5 M_\odot$ seguida de una falta de fuentes en el rango inmediatamente menor ($1 - 2 M_\odot$), efecto que hemos denominado *sesgo de asignación de masas*. Luego de probar diferentes configuraciones e intervalos para la asignación de masas, hemos estimado que el algoritmo tiende a sobre-estimar en un factor $\times 3$ el número de fuentes en el rango $2 - 5 M_\odot$, seguido de una baja proporcional de fuentes en el rango $1 - 2 M_\odot$. Por ende, en la Figura 3.2.6 se muestra la función de masa con estos intervalos corregidos por el sesgo de asignación de masas, simplemente dividiendo por 3 el número de fuentes en el intervalo $2 - 5 M_\odot$, y sumando los $2/3$ del total restante en el intervalo $2 - 5 M_\odot$ a las fuentes del intervalo $1 - 2 M_\odot$. De esta forma, la función de masa se asemeja más a la función de luminosidad en la banda K_S (Figura 3.2.6).

Para calcular el valor de α , se tuvo en cuenta un intervalo que considera a las estrellas de masa intermedia y masivas ($M > 2 M_\odot$), y otro que considera a las estrellas más masivas de la muestra ($M > 7 M_\odot$). Utilizamos la técnica del ancho de intervalo variable (Maíz Apellániz & Úbeda 2005), el cual minimiza el impacto del sesgo de asignación de masas al distribuir el número de fuentes de forma equitativa. De esta forma, calculamos los siguientes

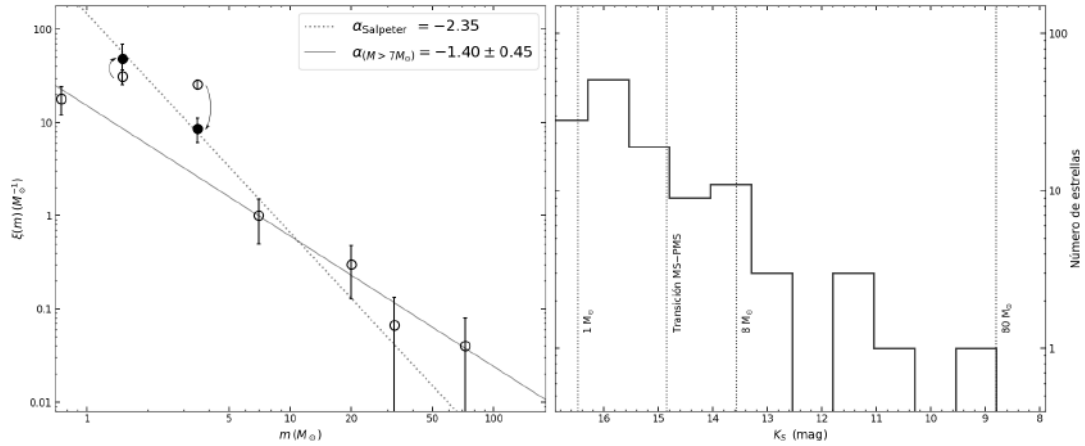


Figura 3.2.6: *Panel izquierdo:* Función de masa para la muestra final de 126 estrellas de RCW 91B, para una edad de 1.5 Myr y los intervalos de masa en los rangos $0.5 - 1 M_{\odot}$, $1 - 2 M_{\odot}$, $2 - 5 M_{\odot}$, $5 - 9 M_{\odot}$, $9 - 15 M_{\odot}$, $15 - 25 M_{\odot}$, $25 - 40 M_{\odot}$, $40 - 60 M_{\odot}$, $60 - 85 M_{\odot}$ y $85 - 120 M_{\odot}$ (círculos abiertos). La línea punteada representa la pendiente de la función de masa de Salpeter, mientras que la línea sólida es la pendiente calculada para las estrellas con $M > 7 M_{\odot}$. Los círculos sólidos de los intervalos de masa $1 - 2 M_{\odot}$ y $2 - 5 M_{\odot}$, representan el número esperado de fuentes después de corregir por el sesgo de asignación de masas (ver explicación en el texto). *Panel derecho:* Función de luminosidad en la banda K_S para la muestra final de 126 estrellas de RCW 91B, agrupados en intervalos de $\Delta K_S = 0.75$ mag. Las líneas punteadas, representan la conversión de masas a magnitudes para una isócrona de 1.5 Myr, en donde la transición entre estrellas de MS y PMS ocurre en la masa $4.2 M_{\odot}$ ($K_S = 14.85$ mag).

valores para la pendiente de la función de masa: $\alpha_{(M > 2 M_{\odot})} = -1.92 \pm 0.35$ y $\alpha_{(M > 7 M_{\odot})} = -1.40 \pm 0.45$, en donde los errores fueron evaluados considerando 5 configuraciones del número y del tamaño de los intervalos. El valor obtenido para las estrellas con $M > 2 M_{\odot}$ es consistente dentro de $\sim 1\sigma$ con el valor canónico de Salpeter, el cual se puede notar en la función de masas (Figura 3.2.6) cuando corregimos por el sesgo de asignación de masas. En cambio, las estrellas más masivas presentan una pendiente significativamente menor que la función de Salpeter (función tipo *top-heavy*, [Davé 2008](#)), el cual puede ser indicativo de un evento reciente de formación estelar. Ahora, repetimos el cálculo de $\alpha_{(M > 7 M_{\odot})}$, pero suponiendo que Sapaki es un sistema binario compuesto por dos estrellas de similar tipo espectral, tal como ocurre con la estrella HD 93129A (O2 If* + O2 If* + OB?, [Maíz Apellániz et al. 2017](#)) cuya masa se ha estimado en $\gtrsim 60 M_{\odot}$ para HD 93129Aa y $\gtrsim 30 M_{\odot}$ para HD 93129Ab. Si consideramos estos valores para Sapaki, entonces obtenemos un valor de $\alpha_{(M > 7 M_{\odot})} = -1.18$, que es aún menor que la pendiente obtenido suponiendo Sapaki un sistema individual.

El valor determinado de $\alpha_{(M > 7 M_{\odot})}$ está en línea con el valor encontrado para la población estelar masiva en algunos cúmulos jóvenes de nuestra Galaxia, como por ejemplo Trumpler 14 ($\alpha \sim -1.50$, [Rochau et al. 2011](#)) o NGC 3603 ($\alpha = -1.74$, [Harayama et al. 2008](#)). No obstante, en otros cúmulos y/o asociaciones masivas como Cyg OB2, se ha encontrado que las estrellas de tipo O tienen una pendiente mucho mayor ($\alpha < -3$, [Wright et al. 2010b](#)), lo cual sugiere que las generaciones previas de estrellas han perdido a sus miembros más masivos. Si consideramos la edad de RCW 91B (~ 1.5 Myr) y una velocidad tangencial típica de *runaways* ($\sim 25 \text{ km s}^{-1}$), entonces una estrella OB podría

recorrer ~ 40 pc alejándose de RCW 91B, lo que podría explicar el déficit de estrellas masivas observadas en la región. Cabe señalar que identificamos otra estrella de tipo O a $223''$ de Sapaki (fuente S100 de la Tabla D.1), la cual presenta una distancia y extinción consistente con las demás estrellas OB de la región, aunque su ubicación en la nebulosa la sitúa más cerca de RCW 91A que de RCW 91B. Por ende, si consideramos la función de masa de RCW 91, es posible que cambien los valores de $\alpha_{(M>2M_{\odot})}$ y $\alpha_{(M>7M_{\odot})}$, aunque estas variaciones de la pendiente están en parte encapsuladas en la incertidumbre asociada a ambos valores.

Finalmente, calculamos la masa total observada ($\mathcal{M}$) en RCW 91B para estrellas con $M \gtrsim 1 M_{\odot}$, obteniendo así el valor $\mathcal{M} = 400 - 450 M_{\odot}$ si corregimos por el sesgo de asignación de masas (o $\mathcal{M} \sim 600 M_{\odot}$ si no se corrige). Estos valores son sorprendentemente similares al valor obtenido por Marco & Negueruela (2017) para Berkeley 90 hasta estrellas de $1 M_{\odot}$ ($\mathcal{M} = 427 M_{\odot}$). Aunque, debemos tener en cuenta que la muestra sufre de severa incompletitud a partir de masas menores a $1 - 2 M_{\odot}$ (Figura 3.2.6), por lo que el valor calculado se puede establecer como un límite inferior para la masa total real. Se puede ir más allá y estimar la masa total hasta un límite de $M \sim 0.5 M_{\odot}$, suponiendo que la IMF sigue la pendiente calculada anteriormente ($\alpha_{(M>2M_{\odot})} = -1.92$) al menos hasta $0.5 M_{\odot}$ (Kroupa & Bouvier 2003), lo que nos permite calcular $\mathcal{M} = 550 - 600 M_{\odot}$. Paralelamente, podemos estimar la masa total hasta un límite de $M = 0.08 M_{\odot}$ suponiendo una IMF canónica en el rango $0.08 - 0.5 M_{\odot}$ ($\alpha = -1.30$, Kroupa & Bouvier 2003), obteniendo así $\mathcal{M} = 800 - 900 M_{\odot}$ (aproximadamente el doble de lo obtenido en el rango $> 1 M_{\odot}$). Esto significa que RCW 91B es un cúmulo de masa intermedia con al menos dos estrellas de tipo O en la parte superior de la secuencia principal, aunque la masa total sigue siendo baja en comparación con los valores $\mathcal{M} \gtrsim 10^3 - 10^4 M_{\odot}$ encontrados en otros cúmulos jóvenes y masivos de nuestra Galaxia (e.g. Ascenso et al. 2007, Harayama et al. 2008, Wright et al. 2010b, Marco & Negueruela 2017).

Si bien nos estamos perdiendo una gran parte de la población estelar, podemos concluir que Sapaki se encuentra aislada de otras estrellas masivas del mismo calibre (i.e. $< O7$), pero no está aislada de estrellas de masa intermedia-baja que parecen ser coetáneas con Sapaki. De esta forma, Sapaki se puede considerar un análogo más evolucionado de los YSOs masivos (*Massive YSO*, MYSO) en la Gran Nube de Magallanes reportados por Stephens et al. (2017), los cuales están aislados de otros MYSOs, asociaciones OB y nubes moleculares gigantes, pero en realidad son la “punta del iceberg” de un cúmulo de baja masa ($M_{cl} < 100 M_{\odot}$) con cientos de estrellas PMS en la vecindad de cada MYSO (Stephens et al. 2017). El reciente estudio de Vargas-Salazar et al. (2020) también detectó estos cúmulos tipo “punta del iceberg” en la Pequeña Nube de Magallanes, con una incidencia del $\sim 4 - 5\%$ en una muestra considerable de estrellas OB de campo. Posiblemente, el $1 - 5\%$ de estrellas O de campo Galácticas también sean cúmulos tipo “punta del iceberg”, aunque para confirmar esto se requieren estudios sistemáticos de cada uno de estos ejemplares, empleando fotometría infrarroja profunda y de alta resolución para lidiar con el efecto de la extinción interestelar y la alta densidad estelar del disco Galáctico, respectivamente.

3.2.3. Cúmulos jóvenes con estrellas similares a Sapaki

Las estrellas masivas se encuentran mayormente en el centro de cúmulos masivos y jóvenes, como por ejemplo, el cúmulo nuclear de 30 Doradus (R136) en la Gran Nube de Magallanes

o el cúmulo nuclear de NGC 3603 (HD 97950) en nuestra Galaxia. Si bien, las estrellas más masivas conocidas ($M > 100 M_{\odot}$) no nacen como estrellas de tipo O sino como estrellas de tipo WNh (Crowther et al. 2010), las estrellas de tipo O2–O3.5 representan las estrellas más masivas con un espectro óptico con líneas de absorción (ver Figura 3.1.1), alcanzando masas $M > 40 - 50 M_{\odot}$. En general, estos objetos se encuentran ubicados dentro de nebulosas de emisión y en cúmulos con decenas de estrellas OB (Maíz Apellániz et al. 2020), aunque también existen ejemplares de estrellas O2–O3.5 aparentemente aisladas en nuestra Galaxia que serán analizadas más adelante (Sección 3.3).

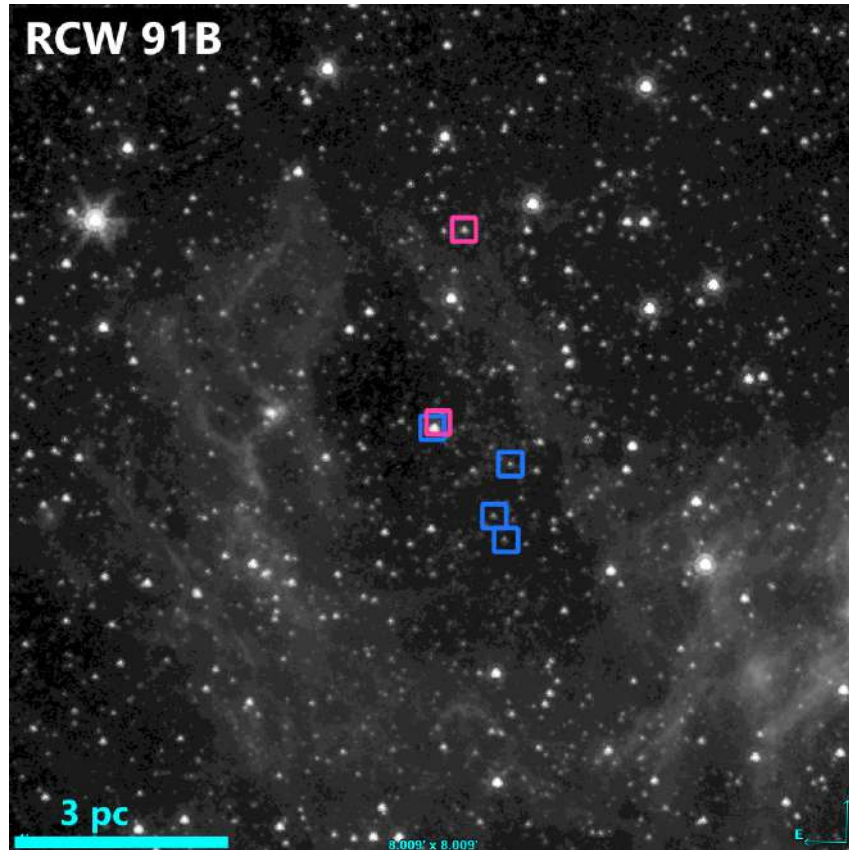


Figura 3.2.7: Imagen en la banda $4.5 \mu\text{m}$ de Spitzer centrada en Sapaki, en donde se muestran las estrellas de tipo O3–O9.7 (cuadrados violetas) y de tipo B0–B3 (cuadrados azules). También, se muestra una escala lineal de 3 pc (considerando una distancia de 4.93 kpc). El Norte es hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

En la Figura 3.2.7 se muestra la distribución espacial de estrellas masivas nativas a RCW 91B, en donde podemos observar un claro déficit de estrellas O2–B3 alrededor de Sapaki. Vamos a contrastar estos resultados, con lo que se observa en otros cúmulos y masivos que contengan una estrella central de tipo espectral similar a Sapaki (O2–O3.5 If*). En la Tabla 3.2.1 se presentan los parámetros de los cúmulos considerados, mientras que en la Figura 3.2.8 se muestran las estrellas O2–B3 en una escala espacial similar a la escala considerada para RCW 91B ($\lesssim 3$ pc, ver Figura 3.2.7).

Cúmulo	Estrella O	SpT	R_V	A_V (mag)	d (kpc)	Edad (Myr)	Ref.
Trumpler 14	HD 93129 AaAb	O2 If*	4.23	2.20	2.36	0.5 – 2	MA17, I24, MA22
Bica 1	Cyg OB2-22A	O3 If*	2.83	7.03	1.62	1 – 3	K02, MA18, MA22
Bica 2	Cyg OB2-7	O3 If*	3.03	5.55	1.61	1 – 3	K02, MA18, MA22
RCW 91B	Sapaki	O3 If*	2.98	8.01	4.93	0.5 – 2	Este trabajo
Pismis 24	Pismis 24-1 AB	O3.5 If*	3.24	6.25	1.64	1 – 3	R17, MA18, MA22
Berkeley 90	LS III +46 11	O3.5 If*	3.23	5.58	2.74	1 – 3	C16, MA22

Tabla 3.2.1: Parámetros de cúmulos jóvenes en nuestra Galaxia, con estrellas centrales de tipo espectral O2–O3.5 If*.

Referencias. C16: [Marco & Negueruela \(2017\)](#), I24: [Itrich et al. \(2024\)](#), K02: [Knödlseeder et al. \(2002\)](#), MA17: [Maíz Apellániz et al. 2017](#), MA18: [Maíz Apellániz & Barbá \(2018\)](#), MA22: [Maíz Apellániz et al. \(2022\)](#), R17: [Russeil et al. \(2017\)](#).

- **Trumpler 14** – El cúmulo Trumpler 14 reside en la Nebulosa de Carina, que es la nebulosa más grande vista en el hemisferio sur. Trumpler 14 se podría considerar un cúmulo masivo estándar, en donde se ha confirmado la existencia de al menos 13 estrellas de tipo O y 22 estrellas de tipo B-temprano ([Massey & Johnson 1993](#), [Apellániz et al. 2013](#), [Berlanas et al. 2023](#)). La estrella central del cúmulo, HD 93129A, es en realidad un sistema múltiple con al menos dos estrellas del mismo tipo espectral (O2 If* + O2 If* + OB?, [Maíz Apellániz et al. 2017](#)). El cúmulo está rodeado de una población estelar de masa intermedia-baja muy joven (~ 1 Myr), pero con una significativa dispersión en la edad, sobre el rango 0.5 – 10 Myr ([Ascenso et al. 2007](#), [Preibisch et al. 2011](#), [Itrich et al. 2024](#)). El cúmulo presenta una morfología tipo *core-halo*, con un núcleo concentrado de radio 1' y un halo de estrellas PMS de radio 5' ([Ascenso et al. 2007](#)). Además, el cúmulo exhibe indicios de segregación de masa para estrellas más masivas que $10 M_{\odot}$ ([Sana et al. 2010](#)), aunque dicho efecto podría ser explicado por evolución dinámica a pesar de la juventud del cúmulo (~ 1 Myr).

- **Bica 1 y Bica 2** – Los cúmulos Bica 1 y Bica 2 forman parte de la misma asociación (Cyg OB2) en la región de Cygnus X. Bica 1 y Bica 2 corresponden a otro par de cúmulos ricos en estrellas OB, con un contenido equiparable al observado en Trumpler 14 ([Kiminki et al. 2007](#), [Kobulnicky et al. 2014](#), [Maíz Apellániz et al. 2016](#)). En ambos cúmulos, encontramos a las estrellas centrales Cyg OB2-22A (Bica 1) y Cyg OB2-7 (Bica 2), que si bien presentan una variabilidad fotométrica ([Pigulski & Kołaczowski 1998](#)), no hay estudios espectroscópicos que las respalden como sistemas múltiples ([Kiminki et al. 2007](#)). En estos cúmulos, también se ha descubierto una abundante población joven de estrellas PMS de baja masa, que aparentemente son coetáneas con las estrellas más masivas ([Albacete Colombo et al. 2007](#)). Pero, estos cúmulos no presentan una morfología de tipo *core-halo*, sino que su población estelar (masiva y no masiva) está más bien dispersa ([Vieu et al. 2024](#)). Si bien, la concentración estrellas OB alrededor de las estrellas O3 If* podría indicar una segregación de masa primordial, [Wright et al. \(2014\)](#) sugieren que las estrellas masivas en Cyg OB2 no muestran evidencia de haberse formado particularmente cerca unas de otras.

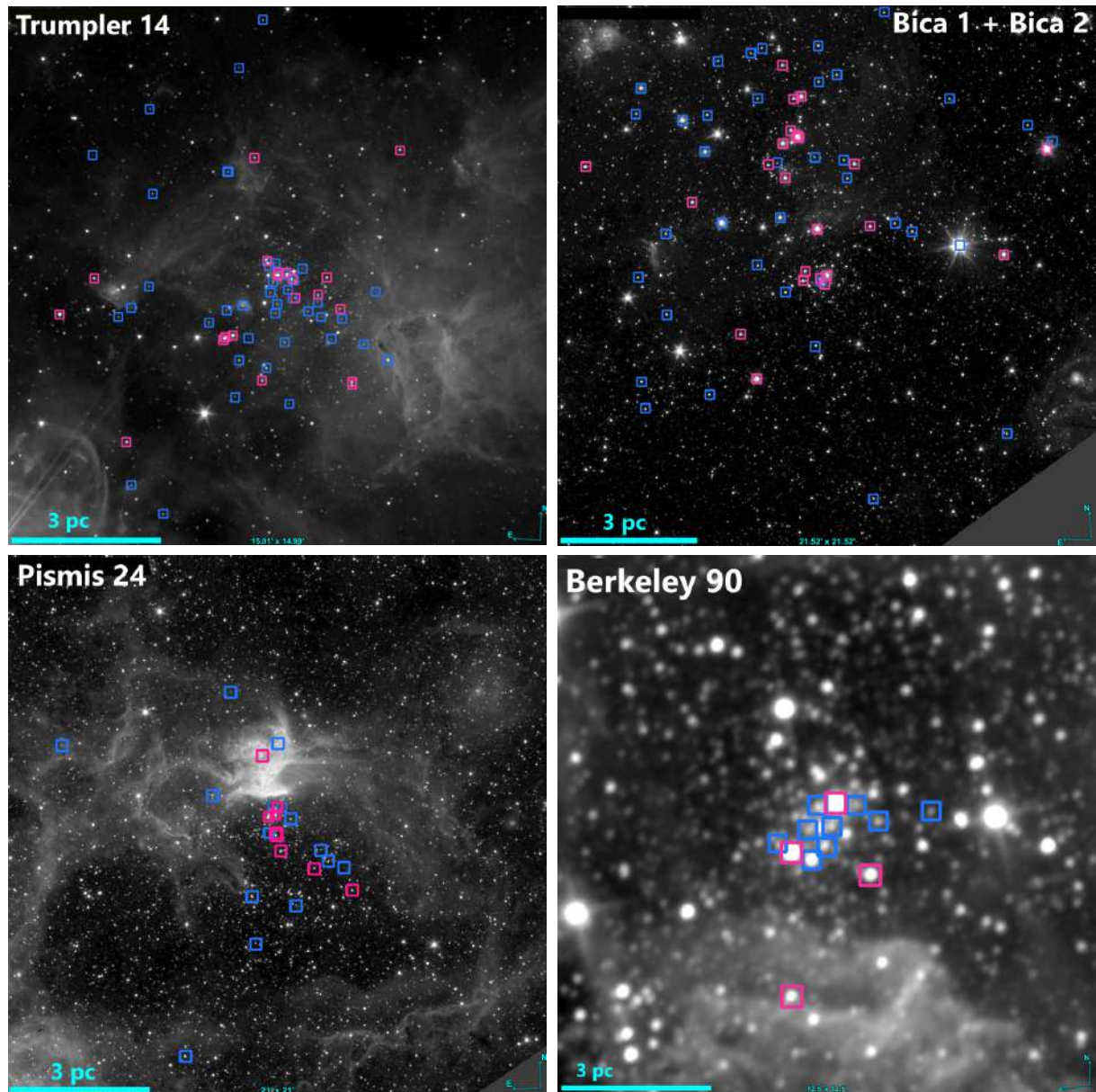


Figura 3.2.8: Imágenes en la banda $4.5 \mu\text{m}$ de Spitzer, centradas en diferentes cúmulos con estrellas de tipo O2–O3.5 If* en el centro, exceptuando la imagen de Berkeley 90 que está en el filtro $4.6 \mu\text{m}$ de WISE (de menor resolución). En el panel superior derecho, Bica 1 está en el centro de la imagen mientras que Bica 2 está un poco más al norte. En todos los paneles, se muestran las estrellas de tipo O2–O9.7 (cuadrados violetas) y de tipo B0–B3 (cuadrados azules). También, se muestra una escala lineal de 3 pc, para las distancias consideradas en la Tabla 3.2.1. El Norte es hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

• **Pismis 24** – El cúmulo Pismis 24 reside en NGC 6357, un complejo de formación estelar compuesto de nubes moleculares gigantes, regiones HII y más cúmulos estelares. Pismis 24 se puede considerar un cúmulo masivo, con al menos 10 estrellas de tipo O y una docena de estrellas de tipo B-temprano (Maíz Apellániz et al. 2016, Russeil et al. 2017, Ramírez-Tannus et al. 2020). La estrella central del cúmulo corresponde a Pismis 24-1, un sistema múltiple compuesto por al menos dos estrellas O-tempranas (O3.5 If* + O4 III(f) + OB?, Maíz Apellániz et al. 2007). Además, en el cúmulo se ha detectado una población joven (1.0 ± 0.9 Myr) de estrellas PMS de baja masa que podría ser coetánea con las estrellas más masivas (Wang et al. 2007, Fang et al. 2012), aunque también presenta una dispersión en la edad de estrellas PMS en el rango 0.1 – 10 Myr (Massi et al. 2015). Asimismo, el cúmulo presenta una morfología de tipo *core-halo* en donde las estrellas masivas se concentran en un núcleo compacto y las estrellas PMS se distribuyen en un halo más extendido (Gvaramadze et al. 2011, Massi et al. 2015). El cúmulo presenta evidencia indirecta de segregación de masa primordial, puesto que la fracción de discos circunestelares para estrellas en formación decrece conforme nos acercamos al núcleo de Pismis 24 (Fang et al. 2012), y sumado a la morfología de tipo *core-halo*, sugiere que las estrellas más masivas han estado ejerciendo su influencia más fuertemente en el núcleo desde su formación.

• **Berkeley 90** – El cúmulo Berkeley 90 es un cúmulo relativamente poco estudiado que se encuentra en la brillante nebulosa Sh 2-115. A diferencia de los cúmulos vistos hasta ahora, Berkeley 90 presenta una población más pobre de estrellas masivas, con al menos 4 estrellas de tipo O y 9 de tipo B-temprano (Marco & Negueruela 2017). La estrella central del cúmulo corresponde a LS III +46 11, una binaria espectroscópica compuesta por dos estrellas del mismo tipo espectral (O3.5 If* + O3.5 If*, Maíz Apellániz et al. 2015). Igualmente, el cúmulo presenta una población de estrellas PMS de masa intermedia-baja y edad ~ 3 Myr, además de evidencia de formación estelar secuencial posiblemente inducida por las estrellas masivas del cúmulo (Marco & Negueruela 2017). No obstante, este cúmulo no presenta una morfología de tipo *core-halo* bien definida, sino que su población estelar joven se encuentra más bien dispersa. Como podemos ver, las características de este cúmulo son las que más se asemejan a RCW 91B.

Para evaluar cuantitativamente el contenido estelar masivo en una región, vamos a definir una serie de parámetros que se basan en el número de estrellas O y B-tempranas alrededor de una estrella O2–O3.5 If*. Nos referiremos a ellos como *parámetros poblacionales* y su definición se presenta a continuación:

- a) N_O : Número de estrellas con tipo espectral O2–O9.7
- b) N_B : Número de estrellas con tipo espectral B0–B3
- c) Σ_{OB} : Densidad superficial de estrellas O2–B3
- d) $R_{O/B}$: Cociente entre el número de estrellas O2–O9.7 y B0–B3

Los parámetros N_O y N_B son indicadores de la riqueza de estrellas masivas en el cúmulo, mientras que el parámetro Σ_{OB} permite normalizar la riqueza por el área considerada ($r = 3$ pc). El parámetro $R_{O/B}$ puede indicar la etapa evolutiva, pues cúmulos muy jóvenes deberían exhibir una dominancia de estrellas O ($R_{O/B} > 1$). Cabe señalar que estos parámetros tienen sus limitaciones, pues dependen de la completitud observacional, del porcentaje de binarias y de estrellas *runaways*, y del área definida para contar las estrellas.

Por otra parte, estudiamos la relación $m_{\max} - M_{\text{cl}}$ en estos cúmulos, utilizando como valor de $m_{\max}$ la masa de la estrella O2–O3.5 If*. También vamos a considerar la relación $m_{\max} - m_{\max,2}$, en donde $m_{\max,2}$ es la masa de la segunda estrella más masiva del cúmulo. [Lamb et al. \(2010\)](#) propusieron que las estrellas masivas segregadas al núcleo del cúmulo, tienen menos probabilidad de ser “evaporadas” por la rápida remoción del gas residual ocasionada por los fuertes vientos y radiación UV. A este fenómeno, se le conoce como “mortalidad de infantes” (*infant mortality*, [Bastian & Goodwin 2006](#)). De esta forma, es más probable que las dos estrellas más masivas permanezcan en el cúmulo, haciendo que la relación $m_{\max} - m_{\max,2}$ sea casi independiente de este efecto ([Lamb et al. 2010](#)).

Cúmulo	N_{O}	N_{B}	$R_{\text{O/B}}$	Σ_{OB} (pc^{-2})	$m_{\max}$ ($M_{\odot}$)	$m_{\max,2}$ ($M_{\odot}$)	M_{cl} ($10^3 M_{\odot}$)	Ref.
Trumpler 14	19	36	0.5	1.9	60 – 100	$\gtrsim 50$	4 – 10	A07, S10, MA17
Bica 1	13	9	1.4	0.8	49 – 75	40 – 60	$\lesssim 10$	M05, W15, B20
Bica 2	15	23	0.7	1.3	46 – 75	40 – 60	$\lesssim 10$	M05, W15, B20
RCW 91B	2	4	0.5	0.2	50 – 100	25 – 35	$\lesssim 1$	Este trabajo
Pismis 24	12	14	0.9	0.9	74 – 97	66 – 96	2 – 6	MA07, F12, M15
Berkeley 90	5	9	0.6	0.5	$\gtrsim 50$	$\gtrsim 50$	$\lesssim 1$	MA15, C16

Tabla 3.2.2: Parámetros poblacionales de los cúmulos jóvenes con estrellas de tipo espectral O2–O3.5 If*. Los valores de N_{O} y N_{B} tienen en cuenta sistemas binarios/múltiples confirmados. Cabe señalar que Bica 1 y Bica 2 comparten 13 estrellas de tipo O y 8 estrellas de tipo B, por lo que se han asignado las fuentes al cúmulo más cercano, ya sea Bica 1 o Bica 2.

Referencias. A07: [Ascenso et al. \(2007\)](#), B20: [Berlanas et al. \(2020\)](#), C16: [Marco & Negueruela \(2017\)](#), F12: [Fang et al. \(2012\)](#), M05: [Mokiem et al. \(2005\)](#), M15: [Massi et al. \(2015\)](#), MA07: [Maíz Apellániz et al. \(2007\)](#), MA15: [Maíz Apellániz et al. \(2015\)](#), MA17: [Maíz Apellániz et al. \(2017\)](#), S10: [Sana et al. \(2010\)](#), W15: [Wright et al. \(2015\)](#).

En la Tabla 3.2.2 se presentan los parámetros observacionales calculados para un área circular de radio 3 pc, centrada en las estrellas O2–O3.5 If* de cada cúmulo. Además, se presentan los valores de $m_{\max}$, $m_{\max,2}$ y M_{cl} obtenidos de diversos trabajos en la literatura, sino se estiman de las calibraciones de [Martins et al. \(2005\)](#) con el tipo espectral. Por un lado, en la Tabla 3.2.2 observamos que Trumpler 14 es el único cúmulo con más de 50 estrellas OB (considerando sistemas múltiples), seguido de cerca por Bica 2 con < 40 estrellas, Pismis 24 y Bica 1 con < 30 estrellas, luego Berkeley 90 con < 20 estrellas y finalmente RCW 91B < 10 estrellas confirmadas, siendo así el cúmulo más pobre en estrellas OB de todos los considerados. De hecho, este efecto también se visualiza en el valor de $\Sigma_{\text{O/B}}$, pues Trumpler 14 es el cúmulo con mayor densidad superficial de estrellas OB, mientras que RCW 91B es el menor. Notemos como Berkeley 90 presenta $\Sigma_{\text{O/B}} = 0.5 \text{ pc}^{-2}$, por lo que podríamos este valor como límite para separar grupos OB moderadamente poblados de grupos OB pobres, mientras que $\Sigma_{\text{O/B}} > 1.0 \text{ pc}^{-2}$ indicaría un cúmulo rico en estrellas OB. Por otra parte, el valor de $R_{\text{O/B}}$ parece no depender del número de estrellas OB, puesto que Trumpler 14 y RCW 91B presentan el mismo valor ($R_{\text{O/B}} = 0.5$). No obstante, este valor puede estar subestimado, si consideramos que aún pueden haber estrellas O binarias que no han sido caracterizadas como tal ([Offner et al. 2023](#)), así como también el alto porcentaje ($\gtrsim 25\%$) de estrellas de tipo O *runaway* ([Carretero-Castrillo et al. 2023](#)), puesto que estamos definiendo un área que abarca ~ 6 pc en escala lineal.

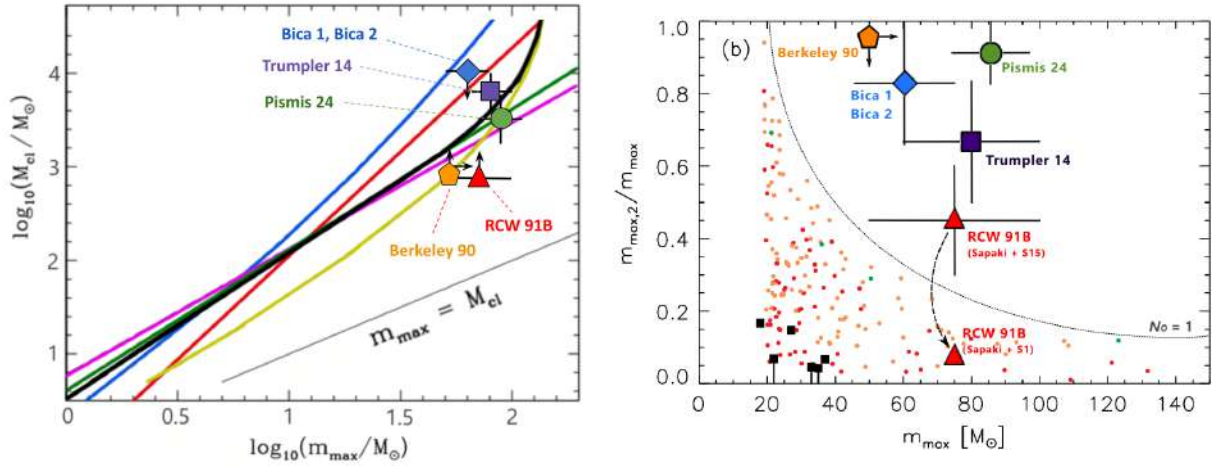


Figura 3.2.9: *Panel izquierdo:* Relación entre la masa de un cúmulo (M_{cl}) y la masa de su estrella más masiva (m_{max}). Las líneas sólidas de colores tienen el mismo significado que en la Figura 1.3.6. Además, se muestra la ubicación de los cúmulos presentados en la Tabla 3.2.2. *Panel derecho:* Relación entre la masa de la estrella más masiva del cúmulo (m_{max}) y su cociente con la segunda estrella más masiva ($m_{max,2}/m_{max}$). Los puntos rojos, naranjas y verdes, representan simulaciones de cúmulos con $10 - 10^2$, $10^2 - 10^3$ y $10^3 - 10^4$ estrellas, respectivamente, y con una masa $M_{cl} \geq 40 M_{\odot}$. Los cuadrados negros representan las observaciones de Lamb et al. (2010), mientras que la línea punteada gris indica la separación de los cúmulos con $N_O > 1$ y $N_O = 1$. También se muestra la ubicación de los cúmulos con estrellas O2–O3.5 If* de la Tabla 3.2.2.

En el panel izquierdo de la Figura 3.2.9 se presenta la relación $m_{max} - M_{cl}$ para los cúmulos con estrellas O2–O3.5 If*. Los cúmulos Trumpler 14 y Pismis 24 siguen de cerca la relación canónica de $m_{max} - M_{cl}$ (línea negra de la Figura 3.2.9). En cambio, los cúmulos Bica 1 y Bica 2 quedan hacia arriba e izquierda de la relación canónica, lo cual es una consecuencia del alto valor de la masa total del cúmulo (que en realidad es un límite superior para ambos cúmulos). Igualmente, el cúmulo Berkeley 90 queda ligeramente por debajo de la relación canónica, aunque Marco & Negueruela (2017) señalaron que la masa del cúmulo podría ser tan alta como $\log(M_{cl}/M_{\odot}) \sim 3.2$, de modo que estaría más cerca de la relación canónica. En RCW 91B observamos que aparece más abajo de las relaciones y los demás cúmulos, sugiriendo que tiene una masa estelar total significativamente menor que la predicha por los modelos teóricos. Aunque, se podría compensar suponiendo una masa menor para Sapaki (disminuye m_{max}), o considerando la población estelar joven de RCW 91A en nuestra muestra (aumenta M_{cl}). En cualquier caso, estos resultados sugieren que la IMF de RCW 91B no sigue un muestreo óptimo sino más bien estocástico, en donde la masa estelar de la región es insuficiente para explicar su estrella más masiva, que corresponde a Sapaki. De esta forma, el caso de Sapaki y el cúmulo de RCW 91B desafían los escenarios de formación estelar que resultan en cúmulos masivos canónicos, como la acreción competitiva.

En el panel derecho de la Figura 3.2.9, se presenta la relación $m_{max} - m_{max,2}$ para los cúmulos considerados. En dicha figura, podemos observar que todos los cúmulos caen fuera de la zona de cúmulos compuestos solamente por una estrella O ($N_O = 1$), los cuales son el resultado de una IMF estocástica. RCW 91B es el grupo más cercano a estos cúmulos con $N_O = 1$, por lo que podría considerarse un punto intermedio entre estos cúmulos tipo “punta del iceberg” y los cúmulos jóvenes clásicos. Aunque, en el caso de RCW 91B, se utilizó como $m_{max,2}$ la masa de la fuente S15 (O7 V), pero este valor podría ser incorrecto

si consideramos que S15 se podría haber formado en un evento independiente de Sapaki (debido a sus edades ligeramente diferentes, Figura 3.1.6). De esta forma, si consideramos S1 como la segunda estrella más masiva encontramos que $m_{\max,2}/m_{\max} \gtrsim 0.07$, y por ende RCW 91B entraría en la región de los cúmulos con $N_O = 1$ y masas $10^1 - 10^3 M_\odot$. En contraposición, si suponemos que Sapaki es una binaria compuesta por dos estrellas similares (y por ende, masas similares), entonces RCW 91B se alejaría verticalmente de la región con $N_O = 1$, situándolo más cerca de los demás cúmulos jóvenes. De todas maneras, considerando a la fuente S15 como la segunda estrella más masiva, RCW 91B ocupa una posición limítrofe entre los cúmulos tipo “punta del iceberg” y los cúmulos masivos clásicos de nuestra Galaxia. El caso de Sapaki y RCW 91B sin duda que exige fotometría infrarroja profunda y espectroscopía multiépoca para una determinación más precisa de los parámetros M_{cl} , $m_{\max}$ y $m_{\max,2}$.

3.3. Casos adicionales de estrellas masivas aisladas

Además del caso de Sapaki, existe un 1 – 5 % de estrellas masivas en nuestra Galaxia cuyo origen no se puede trazar a un cúmulo o asociación OB (de Wit et al. 2005, Zinnecker & Yorke 2007, Kalari et al. 2019). Estos objetos se suman a la selecta lista de estrellas masivas aisladas encontradas en las Nubes de Magallanes (Lamb et al. 2010, Bressert et al. 2012), y su existencia es inconsistente con una relación $m_{\max} - M_{cl}$ determinista, y por ende con el modelo de acreción competitiva para formar estrellas masivas. A continuación, se presentan algunos de los candidatos más interesantes a formación estelar masiva aislada, y se comparan sus propiedades con las de la estrella Sapaki en la Tabla 3.3.1.

3.3.1. Estrellas masivas en NGC 3603

NGC 3603 es uno de los cúmulos más masivos, densos, y ricos en estrellas de tipo O en la Vía Láctea (Melena et al. 2008), siendo una versión “miniatura” de las galaxias tipo *starburst*² observadas en el Universo local. Roman-Lopes et al. (2016) identificaron dos estrellas de tipo O en NGC 3603 con similar tipo espectral al de Sapaki y que están relativamente aisladas de otras estrellas masivas de su entorno: RFS3 (O2 If*) y RFS8 (O3.5 If*). La primera estrella se encuentra ubicada a una distancia proyectada de ~ 3 pc hacia el noreste del cúmulo central de NGC 3603 (Roman-Lopes 2013), mientras que la segunda se ubica a ~ 62 pc hacia el sur de NGC 3603. A priori, ambas estrellas se presentan como interesantes candidatas a formación estelar masiva aislada, por lo que analizamos su aparente aislamiento con mayor detalle.

- **RFS3 (O3 If*)** – El estudio de Roman-Lopes (2013) sugiere que la existencia de una estrella tan masiva ($M \sim 100 M_\odot$) en la periferia de un cúmulo joven y masivo, se opone a las teorías de formación estelar que especifica que estos sistemas se forman en el centro de dichos cúmulos (acreción competitiva y coalescencia). En una campaña observacional con MagE el día 10/03/2024 (Prog. ID I4T024LE, ver Apéndice A3), obtuvimos espectroscopía óptica de RFS3 que nos permite re-clasificar la estrella con el tipo espectral O3 If*, basado en el cociente de N IV $\lambda 4058$ /N III $\lambda 4640$ y en su similitud con el espectro de Sapaki (ver Figura C.20), descartando así el tipo O2 If* determinado anteriormente por Roman-Lopes et al. (2016). En imágenes de H α con HST, se puede observar que RFS3 es una binaria

²Galaxia con una tasa de formación anormalmente alta, típicamente $> 10 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ para galaxias locales

Estrella	SpT	Criterios							Ref.
		A	B	C	D	E	F	G	
Sapaki	O3 If*	●	●	◐	●	●	●	○	Este trabajo
S15	O7 V	●	●	—	◐	●	●	◐	Este trabajo
RFS3	O3 If*	●	○	—	●	○	●	◐	R13, R16
RFS8	O3.5 If*	●	●	—	◐	●	●	◐	R16, K19
WR 102ka	WN 10	○	●	—	◐	—	●	●	Os13
CXOGC J174628	O4–6 Ia	●	●	—	—	◐	◐	◐	C21
CXOGC J174703	O4–6 Ia	●	●	—	—	◐	◐	◐	C21
CXOGC J174725	O4–6 Ia	●	●	—	—	◐	◐	◐	C21
VFTS 382	O4–5 V((fc))z	●	●	●	●	◐	●	●	B12
VFTS 488	O6 V((f))z	●	●	●	●	◐	●	●	B12
VFTS 849	O7 Vz	●	●	●	●	●	●	●	B12
AzV 58	B0.5 III((f))	○	●	—	●	◐	●	●	L10, G12
AzV 186	O8 III((f))	○	●	—	●	◐	○	●	L10, G12
AzV 226	O7 III((f))	●	●	—	○	●	●	●	L10, G12
N33-1	O6.5–7 V	●	●	—	—	◐	●	●	S11, G12
SMC 35491	O8 V	○	●	—	●	○	●	○	Oe13
SMC 66415	O9.7 Ia	○	●	—	●	◐	●	○	Oe13
s2	O3–5 Vz	●	●	—	●	—	◐	●	G19
s3	O9 V	○	●	—	●	—	◐	◐	G19

Tabla 3.3.1: Criterios de formación estelar masiva aislada (Tabla 1.3.2) aplicados a otros candidatos de la Vía Láctea y de galaxias cercanas. Los símbolos representan que el criterio se confirma con los datos actuales (●), el criterio no se puede confirmar/descartar completamente con los datos actuales (◐), el criterio no se cumple con los datos actuales (○), o no se puede deducir información relevante de los datos actuales (—).

Referencias. C21: [Clark et al. \(2021\)](#), G12: [Gvaramadze et al. \(2012\)](#), G19: [Garcia et al. \(2019\)](#), K19: [Kalari et al. \(2019\)](#), L10: [Lamb et al. \(2010\)](#), Oe13: [Oey et al. \(2013\)](#), Os13: [Oskinova et al. \(2013\)](#), R13: [Roman-Lopes \(2013\)](#), R16: [Roman-Lopes et al. \(2016\)](#), S11: [Selier et al. \(2011\)](#)

visual separada una distancia proyectada de 0.014 pc (Figura 1 de [Roman-Lopes 2013](#)), lo que ayuda a explicar el perfil de $H\alpha$ que muestra una línea de emisión con una absorción central (ver Figura C.20), el cual también se observa en el espectro de HD 93129A ([Maíz Apellániz et al. 2017](#)). Aún así, podemos medir la velocidad radial en el espectro de MagE con los métodos de la Sección 2.3, obteniendo así los valores $V_{r,\text{GFit}} = 26.8 \pm 21.2 \text{ km s}^{-1}$ (error σ_{syst}) y $V_{r,\text{XCor}} = 13.6 \pm 5.9 \text{ km s}^{-1}$ (utilizando como referencia el espectro de Sapaki). Los estudios de velocidad radial en NGC 3603 son escasos y se limitan a mediciones en ondas de radio del gas molecular, el cual tiene valores entre 10 y 20 km s^{-1} ([Nürnberg et al. 2002](#)), así que es consistente con los valores obtenidos para RFS3. Por otra parte, a partir de la receta descrita en la Sección 2.3.6, los movimientos propios de Gaia DR3 y asumiendo una distancia de 7.6 kpc ([Crowther et al. 2010](#)), calculamos una velocidad tangencial peculiar de $98.2 \pm 36.7 \text{ km s}^{-1}$, lo que sugiere que RFS3 es una estrella *runaway* en el plano del cielo con 2σ de significancia ([Kobulnicky & Chick 2022](#)). En el marco del escenario DES (Sección 1.3.3), estas altas velocidades pueden ser inducidas a través de la interacción gravitatoria entre una estrella de la masa de RFS3, y un sistema masivo binario en el centro del cúmulo como NGC 3603 A1 ([Gvaramadze & Gualandris 2011](#)). Por último, RFS3 se ubica en una región de NGC 3603 con emisión en $H\alpha$ y en $8.0\mu\text{m}$, lo que reafirma que su origen está en la nebulosa de NGC 3603. En la Tabla 3.3.1 se resumen los criterios de aislamiento para RFS3.

- **RFS8 (O3.5 If*)** – El estudio de [Kalari et al. \(2019\)](#) sugiere que esta fuente podría haberse formado in-situ, lo que explicaría su juventud ($\lesssim 2 \text{ Myr}$) y ubicación en NGC 3603. Basándose en el VPD de NGC 3603, se descarta que RFS8 sea una *runaway* en el plano del cielo (Figura 1 de [Kalari et al. 2019](#)). Además, su RDP no muestra un incremento significativo de fuentes con $K_S < 16.5 \text{ mag}$ ($M \gtrsim 1.7 M_{\odot}$) en un radio de 12 pc (Figura 4 de [Kalari et al. 2019](#)). Asimismo, en imágenes de $H\alpha$ del censo Super-COSMOS³ observamos que RFS8 se encuentra ubicada en un tenue filamento de gas, mientras que en imágenes del infrarrojo medio vemos que está inmersa en una columna de polvo (ver Figura C.21). Por otra parte, con la metodología de la Sección 2.3.6, los movimientos propios de Gaia DR3 y una distancia de 7.6 kpc ([Crowther et al. 2010](#)), calculamos una velocidad peculiar de $18.9 \pm 1.6 \text{ km s}^{-1}$, la cual nos permite descartar que RFS8 sea una estrella *runaway* en el plano del cielo ([Tetzlaff et al. 2011](#)). Además, descargamos la espectroscopía óptica de Goodman disponible para RFS8⁴, y medimos la velocidad radial de su espectro utilizando ambos métodos descritos en la Sección 2.3.5, obteniendo así valores de $V_{r,\text{GFit}} = -62.8 \pm 50.1 \text{ km s}^{-1}$ (error σ_{syst}) y $V_{r,\text{XCor}} = -57.7 \pm 8.1 \text{ km s}^{-1}$ (utilizando como referencia el espectro de Sapaki). La velocidad radial sistémica de NGC 3603 está entre 10 y 20 km s^{-1} ([Nürnberg et al. 2002](#)), así que la velocidad radial de RFS8 difiere significativamente de la velocidad del gas molecular, a diferencia de lo que pasa con Sapaki y RCW 91B. Esto sugiere que RFS8 podría ser una *runaway* en la línea de visión, aunque el valor medido también se puede explicar si consideramos que RFS8 es un sistema múltiple (e.g. [Schnurr et al. 2008](#)), por ende con estos datos no podemos confirmar/descartar que RFS8 sea una *runaway* en la línea de visión. En la Tabla 3.3.1 se resumen los criterios de aislamiento que cumple RFS8.

³<http://www-wfau.roe.ac.uk/ssss/halpha/>

⁴Datos de ingeniería tomados en la fecha 29-03-2015, con la misma configuración que con Sapaki

3.3.2. Estrellas masivas en la Zona Central Molecular

La zona central molecular (*Central Molecular Zone*, CMZ) contempla ~ 500 pc alrededor del centro Galáctico y contiene $\sim 10\%$ del gas molecular de nuestra Galaxia (Oka et al. 1998). En comparación con el disco Galáctico, la CMZ tiene unas condiciones de temperatura, densidad, presión, dispersión de velocidades del gas molecular, intensidad del campo magnético, densidad de rayos cósmicos y fuerzas de marea, que son significativamente mayores, convirtiéndola así en uno de los entornos más extremos de formación estelar en la Vía Láctea. De hecho, es en este lugar donde se encuentran los cúmulos jóvenes más masivos de nuestra Galaxia: el cúmulo Arches, el cúmulo Quíntuple y el cúmulo Central (Figer 2004, Portegies Zwart et al. 2010). Además de estos cúmulos masivos, estudios en el infrarrojo han revelado una población significativa de fuentes aisladas con propiedades típicas de estrellas jóvenes distribuidas a lo largo de la CMZ (e.g. Mauerhan et al. 2010). En este caso, centraremos nuestra atención sobre dos de estos estudios: el de Oskinova et al. (2013) y el de Clark et al. (2021).

- **WR 102ka (WN 10)** – El estudio de Oskinova et al. (2013) se centró en la estrella WR 102ka, una estrella de tipo espectral WN 10 ubicada en la Nebulosa de la Peonía, a ~ 21 pc hacia el este del Cúmulo Central. WR 102ka es uno de los objetos más luminosos ($\log(L/L_{\odot}) \sim 6.5$) y masivos ($M \sim 100 M_{\odot}$) existentes en nuestra Galaxia. Además, aunque su tipo espectral corresponde a una fase evolucionada, su edad es aún muy joven (~ 2 Myr, Crowther et al. 2010). Oskinova et al. (2013) descartaron que la estrella se haya formado en un cúmulo hace 2 Myr, argumentando que las fuerzas de marea en esta región de la Galaxia son insuficientes para disolver un posible cúmulo a la edad de WR 102ka (Portegies Zwart et al. 2002). Además, Oskinova et al. (2013) descartaron que WR 102ka haya sido eyectada de alguno de los cúmulos masivos cercanos al centro Galáctico, basándose en su velocidad radial consistente con el gas molecular de la región, y en la posición de la estrella al centro de una nebulosa infrarroja circunestelar. Lamentablemente, no existen datos asociados en Gaia DR3 ni VIRAC2 como para analizar la velocidad peculiar tangencial de la estrella. A pesar de ello, se presenta un escenario similar al observado inicialmente con Sapaki, así que no podemos descartar que WR 102ka se trate de otra estrella tipo “punta del iceberg” con un cúmulo de estrellas de baja masa alrededor. En la Tabla 3.3.1 se resumen los criterios de aislamiento para WR 102ka.

- **Estrellas O-supergigantes** – El estudio de Clark et al. (2021) identificó un total de 83 estrellas masivas aisladas a lo largo de la CMZ, entre las cuales se encuentran estrellas de tipo WN, WC, O supergigantes, B supergigantes y MYSOs. De las fuentes identificadas, el cohorte más joven (< 3 Myr) corresponde a 5 estrellas de tipo O-medio supergigantes, 10 estrellas de tipo O-medio hipergigantes y al menos 16 estrellas de tipo WN7-11h, aunque un porcentaje de estos objetos se agrupa coincidentemente alrededor de la región HII Sgr B1, lo que sugiere una posible asociación entre estos objetos. El origen de los objetos aislados restantes permanece incierto, puesto que si bien no se identificaron cúmulos comparables al cúmulo Arches o Quíntuple, podrían haber sido parte de una agrupación de estrellas en el pasado que luego se disolvió por efecto de las fuerzas de marea en esta región (Portegies Zwart et al. 2002). A pesar de todo, es posible que un porcentaje de estas estrellas aisladas en realidad nacieron en relativo aislamiento, siendo la componente más masiva de un cúmulo de baja masa y baja densidad, o sea cúmulos tipo “punta del iceberg”. En la Tabla 3.3.1 se resumen los criterios de aislamiento para las 3 estrellas O-medio supergigantes que no forman parte de la sobre-densidad en Sgr

B1 (CXOGC J174628.2-283920, CXOGC J174703.1-283119 y CXOGC J174725.3-282523). En un último intento por ver la velocidad peculiar tangencial de estos objetos, utilizamos los movimientos propios disponibles en VIRAC2 (pues Gaia DR3 no provee información para estos objetos). Si suponemos una distancia de 8.0 ± 0.5 kpc para estos objetos (Clark et al. 2021), obtenemos valores de $V_{t,pec} > 70$ km s⁻¹ y con errores de ~ 30 km s⁻¹, lo que sugiere que estos objetos en realidad son *runaways* con 1σ de significancia. Aunque, esto debe ser confirmado por futuros censos con mediciones más precisas de movimiento propio.

3.3.3. Estrellas masivas en la Gran Nube de Magallanes

La Gran Nube de Magallanes es hogar de la Nebulosa de la Tarántula (30 Doradus), que corresponde a la región HII más grande y brillante del Grupo Local (Crowther 2019). El cúmulo central de 30 Doradus (R136) alberga a las estrellas más masivas conocidas, con masas $> 150 M_{\odot}$ (Crowther et al. 2010). A diferencia de lo que ocurre en la Vía Láctea, la extinción no es un problema al estudiar el contenido estelar masivo de la región. En este sentido, el estudio de Bressert et al. (2012) identificó 15 estrellas O candidatas a formación estelar masiva aislada distribuidas a lo largo de 30 Doradus. Vale la pena resaltar que el estudio de Bressert et al. (2012) fue clave en establecer los criterios cuantitativos que hemos adoptado para identificar estrellas masivas aisladas (Tabla 1.3.2).

De las 15 fuentes identificadas por Bressert et al. (2012), 11 corresponden a estrellas con la clase de luminosidad Vz (Arias et al. 2016), lo que sugiere que son objetos muy jóvenes, probablemente cercanos a la ZAMS. Si estos objetos en efecto nacieron en aislamiento, entonces la acreción competitiva no sería el único mecanismo implicado en la formación de estrellas masivas. En la Tabla 3.3.1 se presentan los criterios de aislamiento para 3 ejemplares (VFTS 382, VFTS 488 y VFTS 849) de la muestra final de Bressert et al. (2012). Cabe señalar que Bressert et al. (2012) no disponían de mediciones de movimiento propio, pero estudios más recientes con HST (Platais et al. 2018) y Gaia DR2 (Lennon et al. 2018) sugieren que ninguno de estos 3 ejemplares debería ser una *runaway* en el plano del cielo. Para revisar más en detalle esta posibilidad, vamos a utilizar los movimientos propios de Gaia DR3 de estos 3 ejemplares y compararlos con el movimiento propio determinado para R136: $\mu_{RA} = 1.7003$ mas yr⁻¹ y $\mu_{Dec} = 0.6841$ mas yr⁻¹ (Sana et al. 2022). En este caso, al considerar una distancia de 50 kpc para la Gran Nube de Magallanes, obtenemos una diferencia de velocidades tangenciales ΔV_t de 32.5 ± 10.2 km s⁻¹, 35.5 ± 9.9 km s⁻¹ y 12.8 ± 6.9 km s⁻¹, para VFTS 382, VFTS 488 y VFTS 849, respectivamente. En este caso, considerando la incertidumbre asociada a cada cálculo, descartamos que VFTS 849 sea una *runaway* eyectada tangencialmente de R136, aunque para las dos fuentes restantes no lo podemos confirmar/descartar de momento. Es curioso ver como VFTS 849 cumple todos los criterios definidos en la Tabla 1.3.2, siendo así uno de los candidatos más sólidos a formación estelar masiva aislada, además de que destaca por su tipo espectral similar al de la fuente S15 en RCW 91B.

3.3.4. Estrellas masivas en la Pequeña Nube de Magallanes

La Pequeña Nube de Magallanes representa el entorno idóneo para estudiar la formación y evolución de estrellas masivas en un entorno muy pobre en metales ($Z < 0.2 Z_{\odot}$), además de libre de extinción interestelar. El estudio de Lamb et al. (2010) identificó 3 estrellas masivas (AzV 58, AzV 186 y AzV 226) en cúmulos dispersos con menos de 10 compañeras

estelares, pero solo 2 de ellas residen en regiones HII detectables. Posteriormente, el estudio de [Gvaramadze et al. \(2012\)](#) reveló que AzV 226 en realidad es una estrella *runaway* basándose en su velocidad radial y la presencia de un *bow-shock* en imágenes en $24\ \mu\text{m}$. Además, [Gvaramadze et al. \(2012\)](#) sugirieron que AzV 58 podría haber sido eyectada de la asociación SMC ASS 19 basándose en su cercanía ($\sim 20\ \text{pc}$), y que si la velocidad peculiar tangencial de AzV 186 es $> 20\ \text{km s}^{-1}$ entonces podría haber sido eyectada de NGC 330 hace 5 Myr. Para explorar esta posibilidad, utilizamos los movimientos propios de Gaia DR3 de estas fuentes, considerando que el movimiento propio sistémico de estrellas jóvenes ($< 50\ \text{Myr}$) de secuencia principal en la Pequeña Nube de Magallanes es $\mu_{\text{RA}} = 0.657\ \text{mas yr}^{-1}$ y $\mu_{\text{Dec}} = -1.262\ \text{mas yr}^{-1}$ (ver [Dhanush et al. 2025](#)). Para una distancia de 62 kpc de la Pequeña Nube de Magallanes, obtenemos los valores de ΔV_t de $15.9 \pm 14.2\ \text{km s}^{-1}$, $11.6 \pm 12.1\ \text{km s}^{-1}$ y $7.8 \pm 11.7\ \text{km s}^{-1}$, para AzV 58, AzV 186 y AzV 226, respectivamente. Considerando la incertidumbre en cada caso, AzV 58 y AzV 186 podrían haber sido eyectadas de los cúmulos cercanos, aunque se requieren mediciones más precisas para confirmar esta posibilidad. En cambio, AzV 226 tiene una velocidad tangencial más baja, por lo que sería una estrella *runaway* principalmente en la línea de visión, lo que explicaría la poca curvatura del *bow-shock* de AzV 226 (ver Figura 5 de [Gvaramadze et al. 2012](#)). En la Tabla 1.3.2 se resumen los criterios de aislamiento para estos 3 ejemplares.

Por otra parte, el estudio de [Selier et al. \(2011\)](#) identificó una región HII compacta, N33, que está energizada por una única estrella central de tipo O-medio (N33-1). [Selier et al. \(2011\)](#) descartaron la presencia de un cúmulo en una escala $> 3\ \text{pc}$ y que la estrella fuera *runaway*, argumentando que sería imposible la estrella acarree la región HII con una velocidad alta. No obstante, [Gvaramadze et al. \(2012\)](#) plantearon que N33-1 podría haber sido eyectada de las asociaciones SMC ASS 16 y [BS95] 43, siempre que su velocidad tangencial sea $> 12 - 15\ \text{km s}^{-1}$. Además, [Gvaramadze et al. \(2012\)](#) argumentaron que la región HII es causada el encuentro entre la radiación ionizante de N33-1 y una nube densa de material en su trayectoria, y que el *bow-shock* sería demasiado compacto como para ser resuelto por imágenes de Spitzer. Si repetimos el análisis con los movimientos propios de Gaia DR3, encontramos un valor ΔV_t de $14.6 \pm 24.9\ \text{km s}^{-1}$, que no nos permite concluir nada relevante considerando la incertidumbre del cálculo. En cualquier caso, en la Tabla 1.3.2 se resumen los criterios de aislamiento para esta estrella.

Por último, el estudio de [Oey et al. \(2013\)](#) identificó 14 estrellas OB candidatas a formación estelar masiva aislada, basado en criterios similares a los empleados por [Bressert et al. \(2012\)](#). En este caso, las candidatas están alejadas más de 28 pc de otra estrella OB, están ubicadas al centro de regiones HII casi esféricas (sin forma de *bow-shock*) y tampoco muestran evidencia de ser *runaways* en la línea de visión. Además, 9 de estos ejemplares presentan una cantidad muy pequeña (< 7) de compañeros estelares de secuencia principal, lo que sustenta que estos objetos son estrellas tipo “punta del iceberg”. En la Tabla 3.3.1 se presentan los criterios de aislamiento para los dos objetos más masivos de la muestra: SMC 35491 y SMC 66415. En este caso, volvimos a repetir el cálculo de velocidades tangenciales, obteniendo un valor ΔV_t de $13.1 \pm 7.9\ \text{km s}^{-1}$ y $25.2 \pm 8.0\ \text{km s}^{-1}$ para SMC 35491 y SMC 66415, respectivamente, descartando así una *runaway* en el primer caso y no excluyendo dicha posibilidad para el segundo.

3.3.5. Estrellas masivas en Sextans A

En la galaxia enana irregular Sextans A ($Z \lesssim 1/10Z_\odot$) también podemos encontrar candidatos a formación estelar masiva aislada. El estudio de [Garcia et al. \(2019\)](#) presentó evidencia de que dos estrellas de su muestra (y posiblemente una tercera) están aisladas: s2 y s3. El estudio se basó en la posición alejada del centro de Sextans A, la velocidad radial consistente con la curva de rotación de la galaxia y en la indetección de un cúmulo masivo alrededor. Lamentablemente, estas fuentes son demasiado débiles como para tener mediciones de movimiento propio en Gaia DR3, así que la posibilidad de que sean *runaways* en el plano del cielo se mantiene vigente. De todas maneras, los resultados de [Garcia et al. \(2019\)](#) sugieren que las estrellas masivas no solo se podrían formar en galaxias enanas de baja masa, sino también hacerlo a través de un muestreo estocástico de la IMF. En la Tabla 3.3.1 se presentan los criterios de aislamiento para estas fuentes.

3.4. Conclusión

Mecanismos de formación estelar masiva en RCW 91B

Los resultados presentados sobre Sapaki y la región RCW 91B revelan tres características principales que requieren su explicación dentro del marco de los mecanismos de formación estelar masiva:

- Sapaki es una estrella extremadamente joven (~ 1 Myr) y masiva ($M > 50 M_\odot$) que se formó casi al centro de la región HII RCW 91B, la cual presenta una morfología tipo *cascarón* o burbuja.
- Sapaki forma parte de un grupo pobre en estrellas masivas en RCW 91B, aunque se puede considerar que está aislada de otras estrellas de tipo O moderadamente masivas ($M > 30 M_\odot$).
- Existe una población de estrellas de masa intermedia-baja que parecen ser coetáneas con Sapaki, pero la masa total observada es menor que la esperada por una función de masa canónica ($\mathcal{M} \lesssim 10^3 M_\odot$).

El déficit de estrellas O2–B3 en conjunto con la baja masa integrada de las estrellas de masa intermedia, sugieren que la acreción competitiva no es el principal mecanismo en acción en RCW 91B. Aunque, la morfología de la región HII (tipo *cascarón*) y la formación de Sapaki ($M > 50 M_\odot$) sí podría ser explicada por el mecanismo de inanición inducida por fragmentación, siempre que la fragmentación del disco protoestelar sea nula o mínima. Por otro lado, basándonos en el RDP de Sapaki y la densidad estelar central calculada ($n_0 \gtrsim 10^2 \text{ pc}^{-3}$), es improbable que la coalescencia estelar haya sido importante en la formación de Sapaki. El escenario de colapso monolítico es interesante, puesto que si se permite la fragmentación del núcleo y se considera una IMF estocástica, entonces debería ser posible producir una estrella del calibre de Sapaki, una estrella similar a la fuente S1, y el séquito de estrellas PMS de masa intermedia-baja en la vecindad de Sapaki. Futuros censos fotométricos profundos y de alta resolución, permitirán abordar el caso de Sapaki con mayor detalle.

Por otra parte, los resultados presentados sobre RCW 91B sugieren que los mecanismos a gran escala (Tabla 1.3.1) que regulan las condiciones iniciales de la formación estelar, han

estado operando de forma particular en esta región:

- Los mecanismos de colapso global jerárquico, cinta transportadora y flujo inercial, podrían haber sido interrumpidos prematuramente, posiblemente debido a la retroalimentación de Sapaki, limitando así el suministro de gas hacia el centro del cúmulo y los núcleos embebidos que forman nuevas estrellas.
- Si RCW 91B se formó mediante una colisión entre nubes, esta podría haber sido menos energética o involucrado nubes de menor masa que en otros casos, resultando en una compresión menos eficiente y, por tanto, en una formación estelar masiva limitada.
- El escenario de filamentos a cúmulos también podría haber operado en RCW 91B, en donde la retroalimentación de Sapaki pudo haber dispersado el gas disponible para formar estrellas masivas. Además, el flujo de gas continuo hacia RCW 91B causa episodios sucesivos de formación estelar, lo que permitiría explicar la población de estrellas de masa intermedia-baja con edades $0.5 - 10$ Myr observada en RCW 91B.

De esta forma, los mecanismos de formación estelar masiva a gran escala han operado de manera menos eficiente en RCW 91B, en comparación con otros cúmulos ricos en estrellas OB. Esto puede deberse a las condiciones iniciales de la nube molecular progenitora, como también a la interrupción de los procesos de acreción de masa debido a la retroalimentación de las estrellas masivas recién formadas en RCW 91B. De todas maneras, si cúmulos submasivos pueden albergar estrellas tan energéticas (O3 If*), la inyección de energía y diseminación de metales en el medio interestelar podría estar dominada por objetos que, en términos de masa total, serían pasados por alto en los modelos de formación y evolución de galaxias que utilizan una IMF basada en la relación $m_{\text{max}} - M_{\text{cl}}$.

Formación estelar masiva aislada

Si se prueba que los candidatos a formación estelar masiva aislada (Tabla 3.3.1) se formaron en condiciones extremadamente aisladas, entonces la IMF estelar se comportaría como una PDF universal en donde las estrellas masivas aisladas representan eventos atípicos ($< 1 - 5\%$) en la formación de estos objetos. Pero, como vimos con la estrella Sapaki, los casos de presunta formación aislada van siendo sucesivamente refutados conforme se obtienen mejores datos observacionales. Pese a todo, no podemos descartar totalmente la existencia de estrellas masivas ($M > 30 M_{\odot}$) que sí se hayan formado en condiciones de extremo aislamiento. Es por ello que cada uno de los candidatos presentados en la Tabla 3.3.1 (así como también otros candidatos), requieren de un análisis integral de sus propiedades observacionales y de la población estelar que constituye la región, aunque el principal inconveniente es que requieren el uso de recursos y técnicas observacionales “caras” (como medir velocidades radiales multiépoca). En este sentido, el estudio de Sapaki y la población estelar de RCW 91B, representa un “ladrillo” más en la construcción de una teoría robusta que explique la formación de estrellas masivas en el Universo local.

Capítulo 4

Formación estelar masiva en cúmulos: El caso de Lynga 3

El segundo subgrupo de interés en el Complejo RCW 91 corresponde al cúmulo abierto Lynga 3 (1964). El cúmulo está ubicado a $\sim 12'$ hacia el sur de RCW 91B (Figura 1.4.2) y representa un escenario de formación estelar masivo que es complementario a lo observado en dicha región, pues Lynga 3 es un cúmulo joven algo diferente, en donde encontramos al menos una decena de estrellas OB en diferentes fases evolutivas.

En este capítulo, se identifica en Lynga 3 una estrella de características similares a Sapaki, se analiza las demás estrellas masivas en el cúmulo, y se estudia la distribución de estrellas de masa intermedia-baja y posibles YSOs asociados. Además, se examina el escenario de formación masiva en cúmulos, discutiendo la forma de la función de masa, y el cumplimiento de la relación $m_{\max} - M_{\text{cl}}$ en Lynga 3 y otros cúmulos jóvenes similares. Finalmente, se discute sobre los distintos escenarios observados en el Complejo RCW 91 y sus implicaciones para los modelos de formación estelar masiva considerados.

4.1. Población estelar de Lynga 3

Dado que las estrellas más brillantes en Lynga 3 tienen un brillo similar a Sapaki ($K_S \gtrsim 9$ mag), deben tener una extinción y estar ubicadas a una distancia similar. Es por ello que nuevamente vamos a definir un área circular de radio $3.5'$ (aproximadamente 5 pc en escala lineal) centrada en las coordenadas determinadas por Cantat-Gaudin et al. (2020) para el centro de Lynga 3, que corresponden a $\text{RA}_{\text{J2000}} = 229.194^\circ$ y $\text{DE}_{\text{J2000}} = -58.373^\circ$.

4.1.1. Identificación de una estrella O-supergigante

La estrella de tipo O más temprana en el área de Lynga 3 es la fuente 304 (Tabla D.1), que corresponde a una estrella ligeramente más tardía que Sapaki. La Figura 4.1.1 muestra el espectro óptico de la fuente 304, en donde se compara con espectros de estrellas con tipo espectral similar. Allí se observa una línea marginal de He I $\lambda 4471$ junto con una intensa absorción de He II $\lambda 4542$ y N V $\lambda \lambda 4604\text{--}20$, lo que sugiere un tipo espectral O3.5–O4. La intensa emisión de He II $\lambda 4686$ y N III $\lambda \lambda 4634\text{--}41$ sugieren una clase de luminosidad

I y el calificador f. Dado que es una estrella supergigante, el cociente $N\text{ IV } \lambda 4058 / N\text{ III } \lambda \lambda 4634-41$ indica un tipo espectral O4. Igualmente, la línea de $H\beta$ se observa en absorción, lo que nos permite descartar que sea un tipo espectral híbrido (OIf/WN). Curiosamente, observamos que las líneas de emisión de N III en la fuente T304 se ajustan mejor a las líneas de HD 15570 (O4 If) y HD 14947 (O4.5 If), pero las líneas de N IV y N V se ajustan mejor a las de Pismis 24-1 (O3.5 If*). Además, se observa una línea de emisión de He II $\lambda 4686$ muy intensa sugiere una mayor tasa de pérdida de masa (Martins 2011), aunque también puede ser explicada como la suma de dos perfiles de emisión similares a los de HD 15570 y HD 14947. Así que posiblemente estamos observando un espectro compuesto por dos estrellas de similar tipo espectral, aproximadamente en el rango O3–O4 If. De todas maneras, al espectro observado de la fuente 304 le asignamos el tipo espectral O4 If (Walborn et al. 2002, Crowther & Walborn 2011, Sota et al. 2014, Martins 2018).

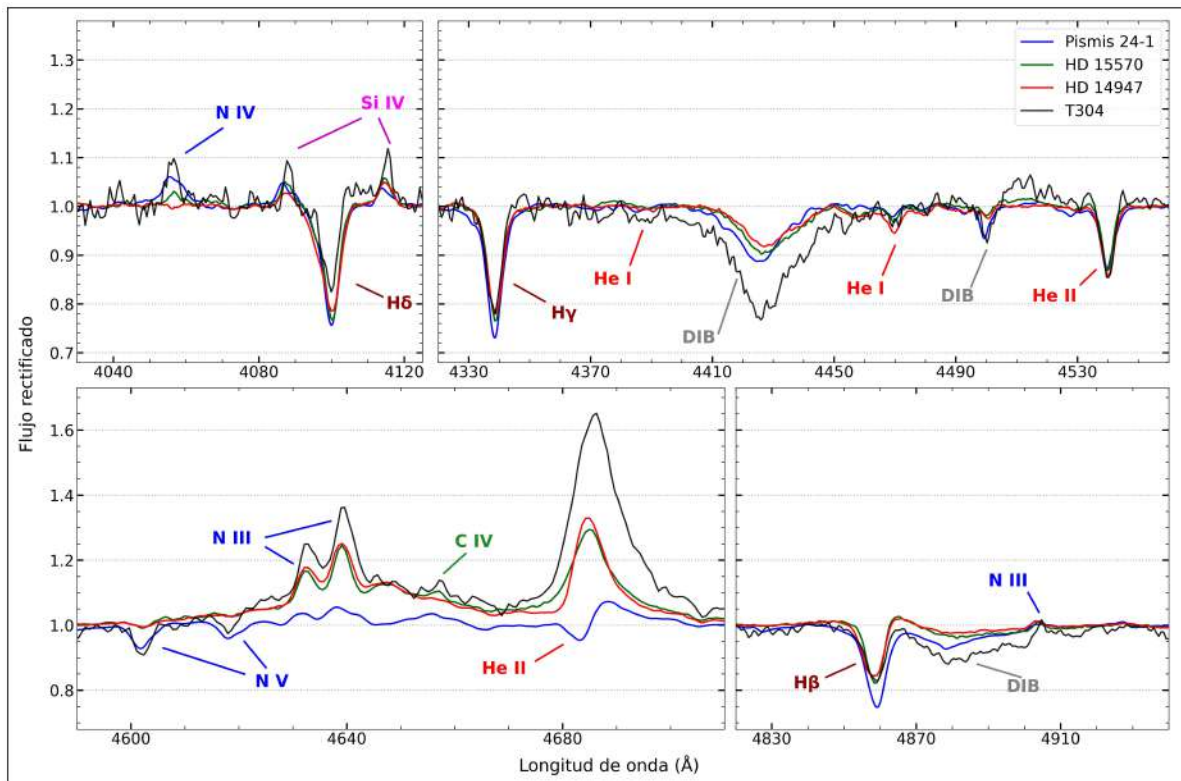


Figura 4.1.1: Comparación entre los espectros ópticos de la fuente 304 (negro), Pismis 24-1 (O3.5 If* – azul), HD 15570 (O4 If – verde) y HD 14947 (O4.5 If – rojo), todos con $R = 1425$. Las transiciones atómicas marcadas con color corresponden a N IV $\lambda 4058$, Si IV $\lambda \lambda 4089-116$, H δ , H γ , He I $\lambda 4387$, He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, N V $\lambda \lambda 4604-20$, N III $\lambda \lambda 4634-40$, C IV $\lambda 4658$, He II $\lambda 4686$, H β y N III $\lambda 4905$. Las DIBs marcadas en gris corresponden a $\lambda 4430$, $\lambda 4502$ y $\lambda 4881$.

La estrella está ubicada a una distancia $d \sim 5.5$ kpc, un valor un poco más alejado que el de la estrella Sapaki, aunque presenta una extinción ligeramente menor ($A_V \lesssim 7$ mag). Además, el parámetro de extinción óptica-selectiva ($R_V \sim 2.9$) es ligeramente menor que el valor estándar de $R_V = 3.1$, y una ley de extinción $A_V/A_J = 0.269$, $A_V/A_H = 0.179$ y $A_V/A_{Ks} = 0.107$. Por otra parte, la velocidad radial es significativamente diferente de lo observado en las demás estrellas del cúmulo ($V_r \sim -90$ km s $^{-1}$), lo que se puede explicar si la estrella es una *runaway*, o si la estrella es un sistema múltiple que induce variaciones en la velocidad radial. Al igual que con Sapaki, el tipo espectral de la fuente 304 sugiere que

es una estrella muy joven ($\lesssim 2$ Myr) y posiblemente está en la secuencia principal (Martins & Palacios 2017). A modo de ejemplo, en el modelo evolutivo de Groh et al. (2014) de una estrella de masa inicial $60 M_{\odot}$, el tipo espectral O4 I se manifiesta luego de 1.75 Myr, y para ese momento la estrella se encuentra en la mitad de la secuencia principal.

4.1.2. Población estelar masiva

En la Figura 4.1.2 se presentan los espectros ópticos de las estrellas OB más brillantes en el área de Lynga 3, mientras que en la Figura 4.1.3 se presentan los espectros en el infrarrojo-cercano de las fuentes más débiles. Además, la Tabla 4.1.1 resume los resultados derivados de la clasificación espectral. En el área definida para Lynga 3, detectamos 5 estrellas de tipo O y 14 estrellas de tipo B-temprano, y de diferentes clases de luminosidad.

ID	SpT	r_{Lynga3} (arcsec)	A_V (mag)	d_V (kpc)	N_V	$V_{r,\text{GFit}}$ (km s $^{-1}$)	$V_{r,\text{XCor}}$ (km s $^{-1}$)
308	O9-9.5 III-IV	10.1	6.30 ± 0.22	4.94 ± 0.52	7	-50.2 ± 65.1	-67.7 ± 9.5
S110	B1 I-III	26.2	5.66 ± 0.19	5.36 ± 0.51	8	-63.5 ± 18.9	-110.9 ± 13.2
605	O9.5 IV	28.3	6.21 ± 0.26	5.42 ± 0.65	4	-70.3 ± 43.9	-82.4 ± 5.2
S111	B1 V(n)	28.4	6.53 ± 0.27	4.69 ± 0.62	5	-68.3 ± 21.3	-81.7 ± 11.0
S113	B0.5 V	32.8	6.36 ± 0.25	3.99 ± 0.46	6	-62.6 ± 18.9	-74.1 ± 12.2
S114	B0.5 V	36.1	6.61 ± 0.25	5.32 ± 0.67	6	-20.8 ± 22.6	-36.4 ± 13.8
303	B1.5 Iab	43.7	6.10 ± 0.22	5.66 ± 0.77	7	-63.3 ± 35.3	-63.7 ± 4.5
305	B0.2 Ib	45.0	6.53 ± 0.24	6.11 ± 0.90	7	-47.9 ± 38.9	-51.5 ± 6.7
606	B0.2 III-IV	46.7	6.10 ± 0.25	5.86 ± 0.84	7	-51.1 ± 42.1	-49.6 ± 8.6
S112	B0-1 III-V	52.1	5.90 ± 0.26	7.90 ± 1.02	6	-20.8 ± 24.6	-84.4 ± 12.3
S115	B1 V	52.8	6.82 ± 0.29	5.66 ± 0.65	3	-66.7 ± 19.2	-105.8 ± 11.1
304	O4 If	62.9	6.80 ± 0.21	5.54 ± 0.56	7	-89.6 ± 48.6	-92.9 ± 6.9
302	B0.7 Ia	74.7	6.12 ± 0.26	4.72 ± 0.72	6	-36.4 ± 36.4	-32.8 ± 4.6
S134	O5 V	88.5	6.48 ± 0.23	6.01 ± 0.63	6	-61.0 ± 18.1	-74.1 ± 13.0
306	B0.7 II	94.8	5.43 ± 0.21	4.79 ± 0.66	7	-39.9 ± 35.5	-39.6 ± 7.2
301	B2.5 Ia	131.7	6.20 ± 0.39	3.30 ± 0.73	5	-27.8 ± 32.6	-27.1 ± 6.2
309	B0.5-0.7 II	138.6	6.32 ± 0.22	4.05 ± 0.51	8	-51.7 ± 42.1	-40.5 ± 6.9
462b	B0.5-1 II-III	160.7	6.40 ± 0.24	5.23 ± 0.81	6	-112.7 ± 55.1	-109.8 ± 10.3
462	O8 II((n))	189.4	6.84 ± 0.28	5.69 ± 0.75	6	-98.5 ± 65.2	-82.5 ± 13.6

Tabla 4.1.1: Estrellas de tipo O4–B3 detectadas en el área de Lynga 3, ordenadas según su distancia al centro del cúmulo definido por Cantat-Gaudin et al. (2020). La segunda columna, muestra el tipo espectral determinado para cada fuente (Sección 2.3.1). La tercera columna, corresponde a la distancia angular entre una estrella y el centro de Lynga 3. La cuarta columna, corresponde a la extinción óptica total (Sección 2.3.3), mientras que la quinta columna es la distancia heliocéntrica calculada con el módulo de distancia óptico. La sexta columna, es el número de veces (N_V) que se calculó d_V , según la disponibilidad de la fotometría B y V . La séptima y octava columna son las velocidades radiales medidas en los espectros (Sección 2.3.5).

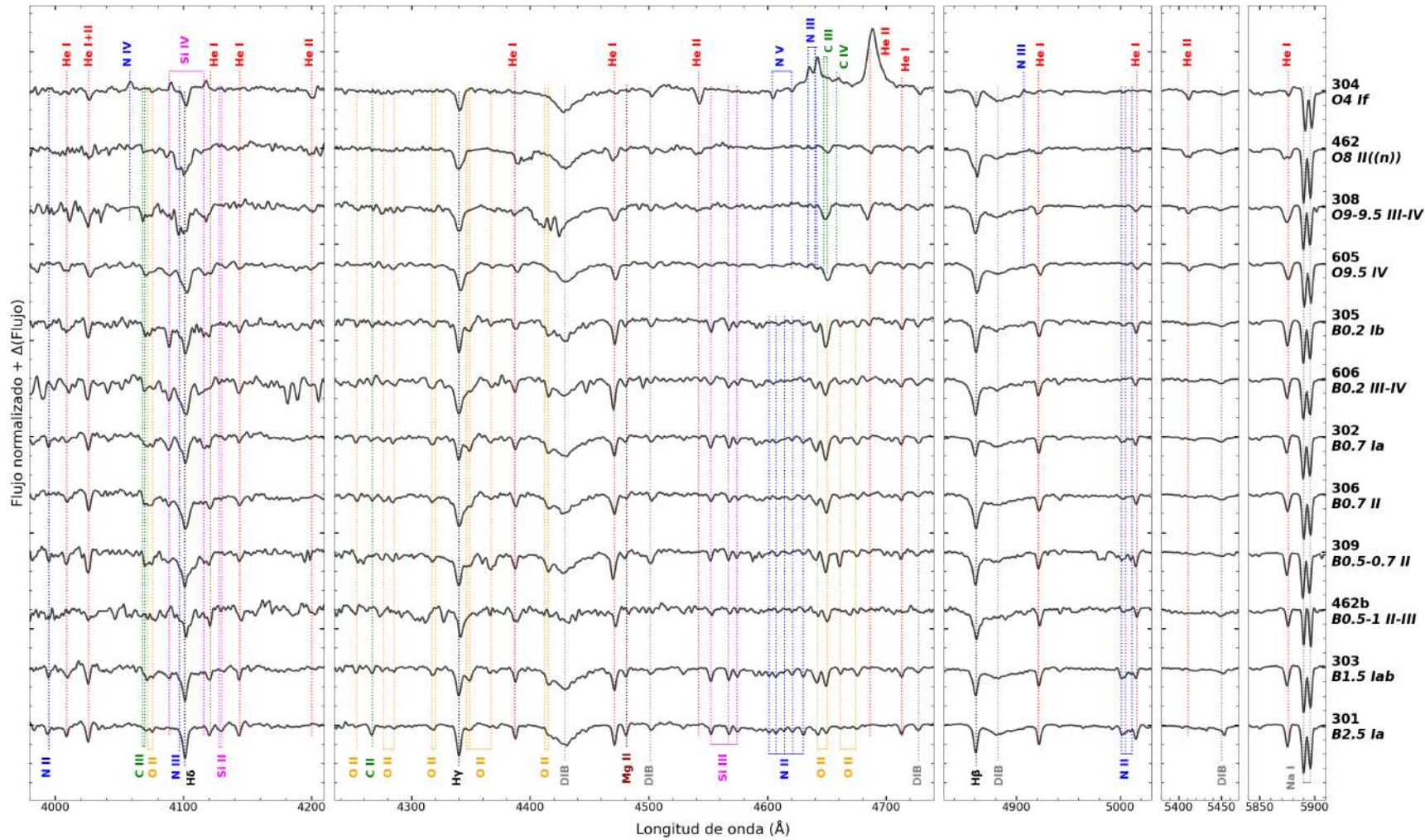


Figura 4.1.2: Espectros ópticos de las fuentes O4–B3 a una distancia angular $r < 3.5'$ de las coordenadas de Lynga 3, todos con $R = 1425$. Las transiciones atómicas corresponden a N II $\lambda 3995$, He I $\lambda 4009$, He I+II $\lambda 4026$, N IV $\lambda 4058$, C III $\lambda\lambda 4068-69-70$, O II $\lambda\lambda 4070-72-76$, Si IV $\lambda\lambda 4089-16$, N III $\lambda 4097$, H δ , He I $\lambda 4121$, Si II $\lambda\lambda 4128-30$, He I $\lambda 4144$, He II $\lambda 4200$, O II $\lambda 4254$, C II $\lambda 4267$, O II $\lambda\lambda 4276-85$, O II $\lambda\lambda 4317-20$, H γ , O II $\lambda\lambda 4346-49$, O II $\lambda 4367$, He I $\lambda 4387$, O II $\lambda\lambda 4412-15$, He I $\lambda 4471$, Mg II $\lambda 4481$, He II $\lambda 4542$, Si III $\lambda\lambda 4553-68-75$, N V $\lambda\lambda 4604-20$, N II $\lambda\lambda 4601-07-14-21-30$, N III $\lambda\lambda 4634-40-42$, C III $\lambda\lambda 4647-50-51$, O II $\lambda\lambda 4642-49-50$, C IV $\lambda 4658$, O II $\lambda\lambda 4661-74$, He II $\lambda 4686$, He I $\lambda 4713$, H β , O III $\lambda 4907$, He I $\lambda 4921$, N II $\lambda\lambda 5001-05-11$, He I $\lambda 5016$, He II $\lambda 5411$ y He I $\lambda 5876$. Las DIBs marcadas corresponden a $\lambda\lambda 4429$, $\lambda 4501$, $\lambda 4727$, $\lambda 4882$ y $\lambda 5450$. Además, se marcan las líneas interestelares Na I D $\lambda\lambda 5890-96$.

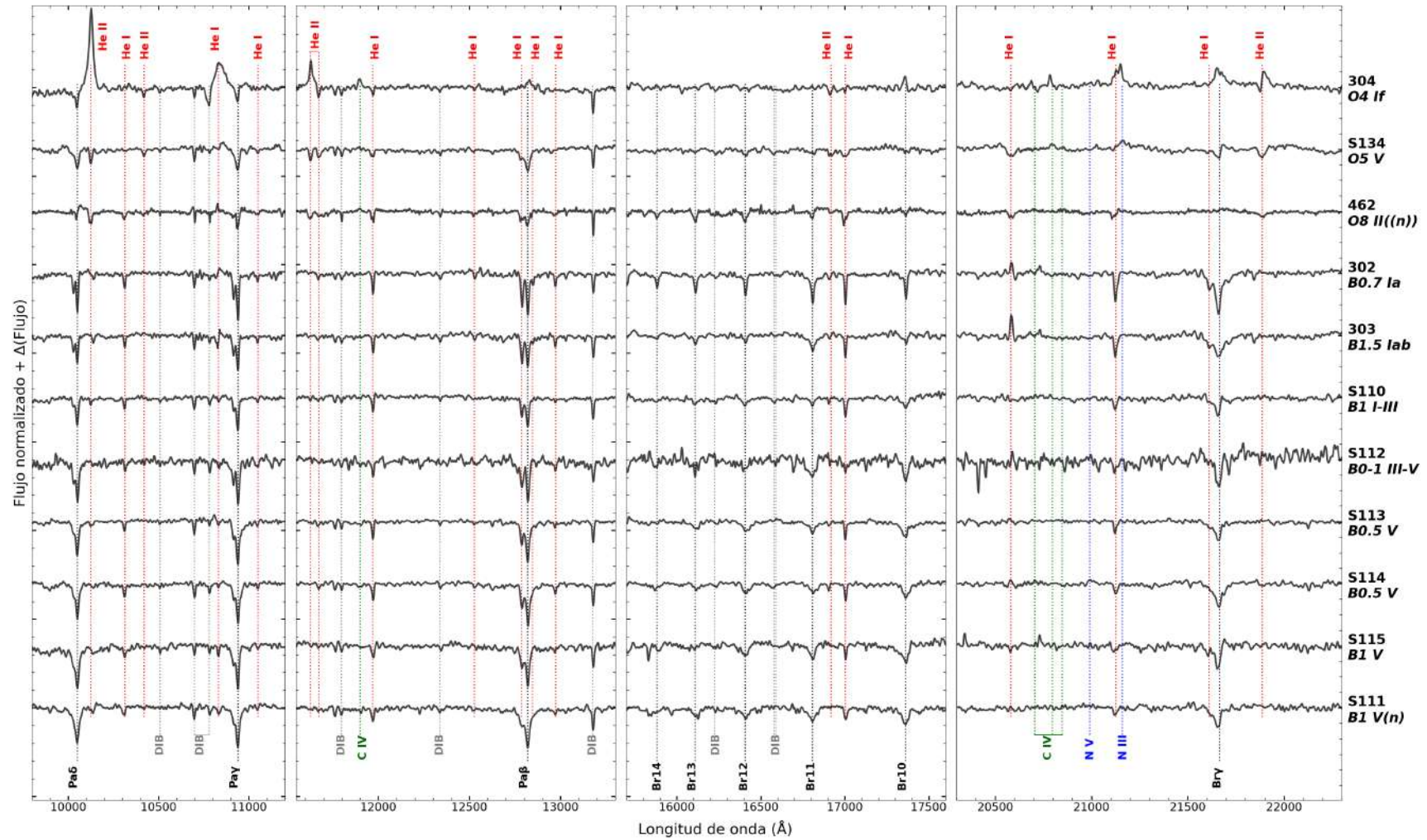


Figura 4.1.3: Espectros en el infrarrojo cercano de las fuentes O4–B3 a una distancia angular $r < 3.5'$ de las coordenadas de Lynga 3, todos con $R = 3500$ (a excepción de la fuente 462 que tiene $R = 4800$). Se han incluido las fuentes 302, 303, 304 y 462, las cuales también poseen espectroscopía óptica (ver Figura 4.1.2). Las transiciones atómicas corresponden a $\text{Pa}\delta$, $\text{He II } \lambda 10123$, $\text{He I } \lambda 10314$, $\text{He II } \lambda 10419$, $\text{He I } \lambda 10830$, $\text{Pa}\gamma$, $\text{He I } \lambda 11048$, $\text{He II } \lambda \lambda 11626\text{--}73$, $\text{C IV } \lambda 11910$, $\text{He I } \lambda 11969$, $\text{He I } \lambda 12527$, $\text{He I } \lambda 12784$, $\text{Pa}\beta$, $\text{He I } \lambda 12845$, $\text{He I } \lambda 12972$, $\text{Br}14$, $\text{Br}13$, $\text{Br}12$, $\text{Br}11$, $\text{He II } \lambda 16918$, $\text{He I } \lambda 17002$, $\text{Br}10$, $\text{He I } \lambda 20581$, $\text{C IV } \lambda \lambda 20705\text{--}796\text{--}846$, $\text{N V } \lambda 20991$, $\text{He I } \lambda 21125$, $\text{N III } \lambda 21160$, $\text{He I } \lambda 21610$, $\text{Br}\gamma$, y $\text{He II } \lambda 21885$. Las DIBs marcadas corresponden a $\lambda 10506$, $\lambda 10697$, $\lambda 10780$, $\lambda 11797$, $\lambda 12337$, $\lambda 13175$, $\lambda 16226$, $\lambda 16578$ y $\lambda 16588$.

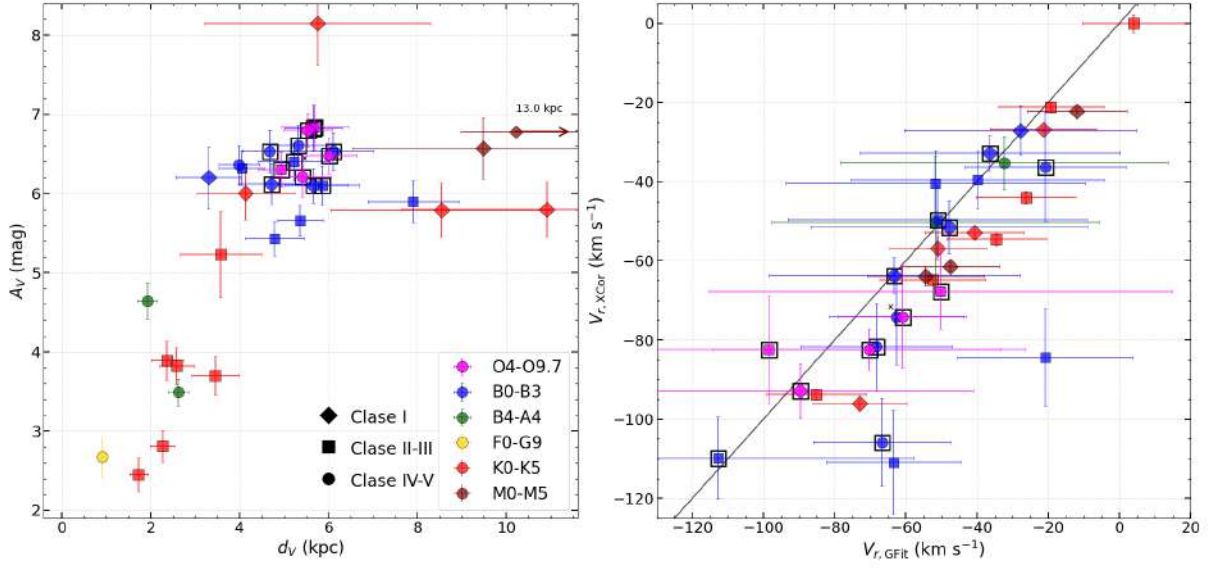


Figura 4.1.4: *Panel izquierdo:* Diagrama que muestra la distancia d_V y extinción A_V para las fuentes observadas en Lynga 3. *Panel derecho:* Diagrama de comparación entre velocidades radiales medidas con el ajuste Gaussiano línea por línea ($V_{r,GFit}$) y con el método de correlación cruzada ($V_{r,XCor}$). La línea negra continua representa la función identidad. En ambos diagramas, los recuadros negros indican las fuentes que presentan una distancia y extinción dentro de 2σ del valor característico para las estrellas O ($d_V = 4.54 - 6.50$ kpc y $A_V = 5.83 - 7.23$ mag).

En la Figura 4.1.4 se presenta la extinción óptica, distancia heliocéntrica y velocidades radiales de las fuentes en el área de Lynga 3. Por un lado, observamos que las estrellas OB se distribuyen a lo largo de varias distancias en el rango 3 – 8 kpc, lo que sugiere que todos estos objetos pertenecen al brazo de Escudo-Centauro. Si consideramos solamente las estrellas de tipo O, y realizamos un ajuste Gaussiano sobre la distancia y extinción, obtenemos los valores característicos $d_V = 5.52 \pm 0.49$ kpc y $A_V = 6.53 \pm 0.35$ mag, respectivamente (con 1σ de incertidumbre). Además, a través de un ajuste Gaussiano a las velocidades radiales, obtenemos los valores de $V_{r,GFit} = -73.9 \pm 24.8$ km s $^{-1}$ y $V_{r,XCor} = -79.9 \pm 11.9$ km s $^{-1}$ (con 1σ de incertidumbre). De esta forma, las estrellas de tipo O observadas en el área de Lynga 3, se encuentran un poco más lejos ($\Delta d_V \gtrsim 0.5$ kpc) y menos extinguidas ($\Delta A_V \lesssim 0.5$ mag) que las estrellas O de RCW 91B.

Ahora vamos a repetir el cálculo de d_V y A_V , pero considerando todos los valores dentro de 2σ del valor característico determinado para las estrellas de tipo O ($d_V = 4.54 - 6.50$ kpc y $A_V = 5.83 - 7.23$ mag). En este nuevo grupo se incluyen las 5 estrellas de tipo O (fuentes 304, 308, 462, 605 y S134) y 8 estrellas de tipo B-temprano (fuentes 302, 303, 305, 462b, 606, S111, S114 y S115), las cuales se han marcado con recuadros negros en la Figura 4.1.4. De esta forma, mediante ajustes Gaussianos a cada parámetro, obtenemos los valores característicos $d_V = 5.45 \pm 0.28$ kpc y $A_V = 6.45 \pm 0.16$ mag (con 1σ de incertidumbre). En este caso, la velocidad radial característica es $V_{r,GFit} = -64.4 \pm 15.1$ km s $^{-1}$ y $V_{r,XCor} = -71.6 \pm 14.7$ km s $^{-1}$ (con 1σ de incertidumbre). Estos valores son compatibles con los resultados obtenidos para las estrellas de tipo O, aunque con una menor incertidumbre debido a la mayor cantidad de datos. Finalmente, calculamos el valor $R_V = 2.72 \pm 0.08$ y la ley de extinción $A_V/A_J = 0.267$, $A_V/A_H = 0.174$ y $A_V/A_{Ks} = 0.122$, para las 13 estrellas OB que comparten distancia y extinción.

Por otra parte, podemos observar que las velocidades radiales se distribuyen en un amplio rango de valores (entre -120 y -20 km s $^{-1}$), tanto para $V_{r,\text{GFit}}$ como para $V_{r,\text{XCor}}$. En el caso de las 13 estrellas OB definidas se observa una amplia dispersión en las velocidades radiales, lo que nos incita a pensar que existen estrellas *runaway* en la línea de visión. En efecto, las estrellas que poseen un valor de $V_{r,\text{GFit}}$ que se desvía más de 1σ del promedio de estrellas OB, corresponden a las fuentes 302, 304, 305, 462, 462b y S114. Pero, si nos enfocamos en $V_{r,\text{XCor}}$, entonces las fuentes 302, 304, 305, 462b, 606, S114 y S115 serían posibles *runaways*. Aunque, los resultados derivados a partir de las velocidades radiales serán tratados con prudencia, dado que las mediciones de velocidad radial presentan mucha incertidumbre debido, principalmente, al bajo poder resolutivo y moderada S/N , especialmente en la región del infrarrojo cercano. De todas maneras, vamos a asumir que las 13 estrellas O4–B3 que comparten distancia y extinción (para así incluir las posibles *runaway*), forman parte del cúmulo. De este modo, en término de los parámetros poblacionales definidos en la Sección 3.2.3, en Lynga 3 tenemos $N_{\text{O}} = 5$, $N_{\text{B}} = 8$, $\Sigma_{\text{O}} = 0.5$ pc $^{-2}$, y $R_{\text{O/B}} = 0.6$, lo que permite clasificarlo como un grupo OB moderadamente poblado (al nivel de Berkeley 90, [Marco & Negueruela 2017](#)).

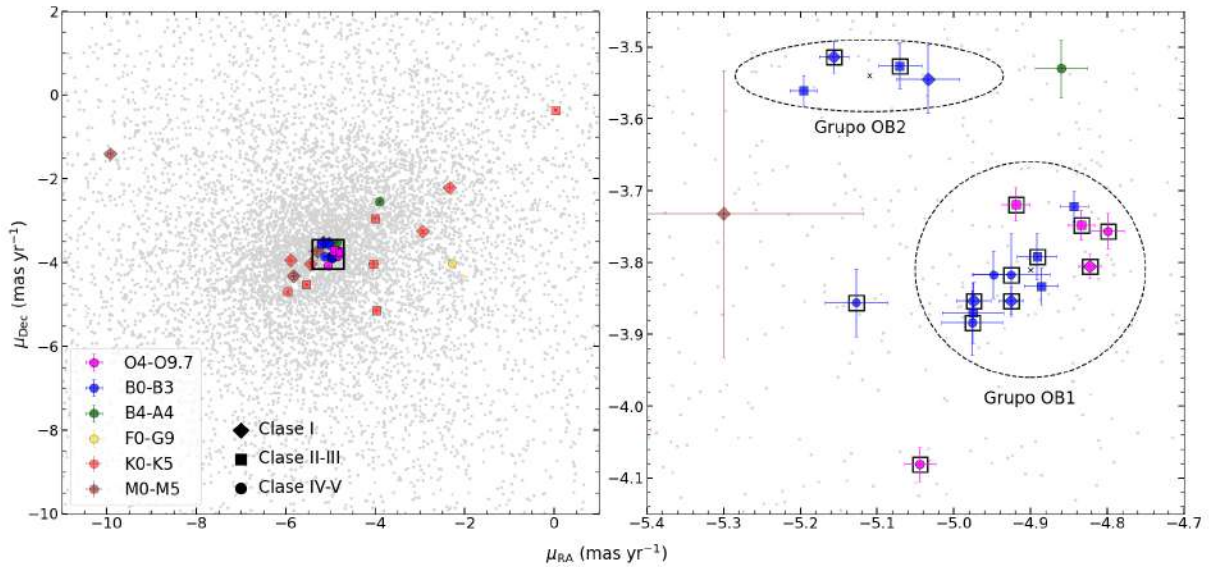


Figura 4.1.5: *Panel izquierdo:* Diagrama de punto-vector (VPD) con los movimientos propios para las estrellas en el área de Lynga 3. El recuadro negro central corresponde al área del panel derecho. *Panel derecho:* Zoom sobre el VPD para enfatizar las estrellas O4–B3 con un movimiento propio similar. Las elipses negras corresponden a los grupos de estrellas OB identificados en el VPD. Los recuadros negros indican las fuentes que presentan una distancia y extinción dentro de 2σ del promedio para las estrellas O ($d_V = 4.54 - 6.50$ kpc y $A_V = 5.83 - 7.23$ mag).

En la Figura 4.1.5 se presenta el VPD con los movimientos propios de Gaia DR3 y VIRAC2, en donde observamos que las estrellas OB se distribuyen principalmente en dos grupos. El primer grupo (en adelante, grupo OB1) es el más numeroso, pues alberga 4 estrellas de tipo O y 9 estrellas de tipo B-temprano, aunque 4 estrellas B-tempranas en este grupo presentan una distancia y extinción incompatibles con Lynga 3 (fuentes 306, S110, S112 y S113). A través de un ajuste Gaussiano sobre μ_{RA} y μ_{Dec} al grupo OB1, determinamos un movimiento propio característico de $\mu_{\text{RA}} = -4.90 \pm 0.06$ y $\mu_{\text{Dec}} = -3.81 \pm 0.05$ mas yr $^{-1}$ (con 1σ de incertidumbre). Estos valores son virtualmente los mismos que los reportados por

Perren et al. (2023) en el Catálogo Unificado de Cúmulos (*Unified Cluster Catalogue*, UCC), el cual utiliza Gaia DR3 para determinar $\mu_{\text{RA}} = -4.89$ y $\mu_{\text{Dec}} = -3.78$ mas yr⁻¹ en Lynga 3. Es más, si consideramos los datos de Gaia DR2 podemos calcular $\mu_{\text{RA}} = -4.84 \pm 0.08$ y $\mu_{\text{Dec}} = -3.77 \pm 0.08$ mas yr⁻¹ (con 1σ de incertidumbre), los cuales son compatibles con los valores determinados por Cantat-Gaudin et al. (2020) con Gaia DR2: $\mu_{\text{RA}} = -4.85$ y $\mu_{\text{Dec}} = -3.73$ mas yr⁻¹ en Lynga 3. Por último, es interesante notar que las estrellas O y B-tempranas parecen formar subgrupos separados dentro del grupo OB1. Aún así, consideramos que los valores determinados de μ_{RA} y μ_{Dec} describen adecuadamente la cinemática 2D de las estrellas OB nativas de Lynga 3.

El segundo grupo (en adelante, grupo OB2) que se observa en el VPD de la Figura 4.1.5, está compuesto por las fuentes 301, 303, 309 y 606, pero solo las fuentes 303 y 606 muestran distancias compatibles con Lynga 3. De hecho, la fuente 303 corresponde a la estrella MN 18, una estrella supergigante azul con una nebulosa circunestelar (ver Figura C.22) que fue sugerida como miembro de Lynga 3 por Gvaramadze et al. (2015). Más aún, Gvaramadze et al. (2015) sugirieron que la fuente 605 (J1516-5822 en la Figura C.22) era una estrella O9 V/B0-1 III que podría estar asociada con la fuente 303 (MN 18), y por ende con el cúmulo Lynga 3. Debido a que la fuente 303 tiene una distancia compatible con Lynga 3, especulamos que la fuente 303 es una estrella *runaway* en el plano del cielo que fue eyectada del cúmulo en algún momento del pasado. Igualmente, especulamos que la fuente 606 puede ser otra estrella *runaway* en el plano del cielo. En conclusión, las estrellas B-tempranas de este grupo no forman una asociación física entre ellas.

Finalmente, en el VPD de la Figura 4.1.5 podemos observar que las fuentes S111 y S134 exhiben movimientos propios que no encajan en ninguno de los grupos señalados. La fuente S134 fue sugerida por Gvaramadze et al. (2015) como una estrella *runaway* basado en el *bow-shock* observado en imágenes de 24 μm de Spitzer (ver Figura C.22), lo que explicaría su movimiento propio anómalo. En el caso de S111, tiene una distancia compatible con Lynga 3, por lo que se convierte en otra estrella candidata a *runaway*. Teniendo en cuenta la amplia dispersión observada en las velocidades radiales (> 15 km s⁻¹) y la variedad de movimientos propios observados en las estrellas OB, el cúmulo Lynga 3 parece exhibir una “cinemática caliente” en comparación con otros cúmulos jóvenes y masivos (e.g. Theissen et al. 2022, Kulesh et al. 2024). Pero, debemos considerar que las incertidumbres observacionales y la contaminación por estrellas binarias, pueden sesgar las mediciones de movimientos propios y velocidades radiales, complicando así la interpretación de los datos.

En la Tabla 4.1.2 se presentan las velocidades peculiares calculadas para las estrellas de Lynga 3. A partir de las velocidades peculiares tangenciales, solamente la fuente S112 sería considerada una estrella *runaway* en el plano del cielo debido a que $V_{t,\text{pec}} > 25$ km s⁻¹. Además, considerando los valores de $V_{r,\text{pec}}$ y V_S con ajuste Gaussiano (GFit), las fuentes 302, 305, 306, 308, 606, S112, S114 y S134 podrían ser consideradas como estrellas *runaway*, pero los errores son tan grandes que en realidad cualquier estrella puede serlo. Paralelamente, si consideramos los valores de $V_{r,\text{pec}}$ y V_S con correlación cruzada (XCor), las candidatas a *runaway* corresponden a las fuentes 301, 302, 305, 306, 309, 462b, 606, S110, S112 y S114. Curiosamente, las estrellas de tipo O (fuentes 304, 308, 462 y 605) presentan las velocidades espaciales más bajas, exceptuando la fuente S134 que posiblemente es una estrella *runaway* basándonos en su movimiento propio anómalo y el *bow-shock* observado en 24 μm (Figura C.22). Este comportamiento, combinado con las altas velocidades espaciales obtenidas para las estrellas de tipo B-temprano, sugiere que

ID	Gaia DR2	Gaia DR3	Gaia DR3 + GFit		Gaia DR3 + XCor	
	$V_{t,\text{pec}}$ (km s ⁻¹)	$V_{t,\text{pec}}$ (km s ⁻¹)	$V_{r,\text{pec}}$ (km s ⁻¹)	V_S (km s ⁻¹)	$V_{r,\text{pec}}$ (km s ⁻¹)	V_S (km s ⁻¹)
308	6.1 ± 2.2	7.3 ± 1.0	28.8 ± 65.1	29.7 ± 65.1	11.3 ± 9.5	13.5 ± 9.6
S110	13.0 ± 2.6	8.7 ± 1.2	19.7 ± 18.9	21.5 ± 18.9	-27.7 ± 13.2	29.0 ± 13.3
605	8.3 ± 2.8	9.1 ± 1.4	13.3 ± 43.9	16.1 ± 43.9	1.2 ± 5.2	9.2 ± 5.4
S111	14.1 ± 3.9	14.0 ± 2.3	7.7 ± 21.3	16.0 ± 21.4	-5.7 ± 11.0	15.1 ± 11.2
S113	15.7 ± 2.8	15.4 ± 1.9	3.3 ± 18.9	15.7 ± 19.0	-8.2 ± 12.2	17.4 ± 12.3
S114	9.4 ± 3.8	9.1 ± 1.9	62.0 ± 22.6	62.7 ± 22.7	46.4 ± 13.8	47.3 ± 13.9
303	7.9 ± 2.9	3.0 ± 0.9	22.0 ± 35.3	22.2 ± 35.3	21.6 ± 4.5	21.8 ± 4.6
305	16.6 ± 3.6	15.1 ± 2.3	39.2 ± 38.9	42.0 ± 39.0	35.6 ± 6.7	38.7 ± 7.1
606	8.2 ± 2.9	7.7 ± 1.6	35.2 ± 42.1	36.0 ± 42.1	36.7 ± 8.6	37.5 ± 8.7
S112	40.4 ± 6.8	38.6 ± 5.4	56.3 ± 24.6	68.3 ± 25.2	-7.3 ± 12.3	39.3 ± 13.4
S115	8.4 ± 4.8	9.5 ± 2.3	18.6 ± 19.2	20.9 ± 19.3	-20.5 ± 11.1	22.6 ± 11.3
304	8.3 ± 3.1	10.4 ± 1.2	-5.1 ± 48.6	11.6 ± 48.6	-8.4 ± 6.9	13.4 ± 7.0
302	10.5 ± 3.1	11.8 ± 2.0	40.0 ± 36.4	41.7 ± 36.5	43.6 ± 4.6	45.2 ± 5.0
S134	15.9 ± 3.4	14.6 ± 1.8	25.8 ± 18.1	29.6 ± 18.2	12.7 ± 13.0	19.4 ± 13.1
306	6.2 ± 1.7	7.5 ± 1.2	37.5 ± 35.5	38.2 ± 35.5	37.8 ± 7.2	38.5 ± 7.3
301	15.8 ± 4.0	15.9 ± 3.6	26.6 ± 32.6	31.0 ± 32.8	27.3 ± 6.2	31.6 ± 7.2
309	14.2 ± 2.6	16.3 ± 2.1	15.1 ± 42.1	22.2 ± 42.2	26.3 ± 6.9	30.9 ± 7.2
462b	3.3 ± 2.6	7.6 ± 1.6	-30.7 ± 55.1	31.6 ± 55.1	-27.8 ± 10.3	28.8 ± 10.4
462	12.8 ± 3.0	8.7 ± 1.4	-12.9 ± 65.2	15.6 ± 65.2	3.1 ± 13.6	9.2 ± 13.7

Tabla 4.1.2: Velocidades peculiares tangenciales ($V_{t,\text{pec}}$), velocidades peculiares radiales ($V_{r,\text{pec}}$) y velocidades espaciales (V_S), para las estrellas O4–B3 de Lynga 3. El valor de $V_{t,\text{pec}}$ se ha calculado para Gaia DR2 y Gaia DR3, mientras que $V_{r,\text{pec}}$ y V_S se han calculado para Gaia DR3 con ambos métodos de medición de velocidades radiales (Sección 2.3.5).

Lynga 3 ha experimentado una evolución dinámica que ha resultado en el calentamiento preferencial de las estrellas menos masivas, mientras que las estrellas más masivas (las de tipo O) tienden a permanecer ligadas al cúmulo.

En este punto, vale la pena reflexionar sobre la definición de una estrella *runaway*. [Blaauw \(1961\)](#) definió como estrellas *runaways* a aquellas estrellas que caen en el extremo positivo de la distribución de velocidades espaciales para un tipo espectral definido, siendo este límite $V_S \gtrsim 40 \text{ km s}^{-1}$ para estrellas OB. [Stone \(1979\)](#) también utilizó el límite $V_S > 40 \text{ km s}^{-1}$, y posteriormente [Gies \(1987\)](#) propuso un límite $V_{r,\text{pec}} > 30 \text{ km s}^{-1}$ basado en criterios estadísticos más rigurosos. Más tarde, [Hoogerwerf et al. \(2001\)](#) utilizaron el límite $V_S > 30 \text{ km s}^{-1}$, mientras que [Tetzlaff et al. \(2011\)](#) definieron un límite $V_S > 28 \text{ km s}^{-1}$. Actualmente, ante la falta de mediciones precisas de velocidad radial, se ha optado por utilizar la velocidad tangencial de las estrellas, en donde típicamente se define el límite $V_{t,\text{pec}} > 25 \text{ km s}^{-1}$ para detectar estrellas *runaway* ([Kobulnicky & Chick 2022](#)). Recientemente, [Carretero-Castrillo et al. \(2023\)](#) presentaron un método innovador que utiliza las velocidades tangenciales y perpendiculares al plano Galáctico normalizadas a la distribución Gaussiana de las estrellas O y Be de campo, para calcular un parámetro estadístico (E) que permite identificar estrellas *runaways* utilizando el criterio $E > 1$. Este método elimina la dependencia de umbrales de velocidad fijos, pero su implementación aún está en proceso de desarrollo, por lo que no ha sido posible aplicarla (de momento) para las observaciones de esta Tesis. En el Apéndice B4.2 se comparan los valores $V_{t,\text{pec}}$ calculados con la metodología de la Sección 2.3.6 y los valores determinados por [Carretero-Castrillo et al. \(2023\)](#).

Por otra parte, existe una línea muy difusa que separa a las estrellas *runaway* de las estrellas *walkaway*. Las estrellas *walkaway* ([de Mink et al. 2014](#)) corresponden a estrellas que también fueron eyectadas de sus entornos parentales, pero presentan velocidades peculiares menores que los umbrales definidos para estrellas *runaway*, estando típicamente en el rango $5 - 30 \text{ km s}^{-1}$ (e.g. [Bhat et al. 2022](#)). De hecho, las simulaciones de [Renzo et al. \(2019b\)](#) revelaron que $\sim 10\%$ de las estrellas con masas $> 15 M_{\odot}$ son *walkaway* y solo el 0.5% serían verdaderas *runaway*, aunque cabe aclarar que este trabajo se centra exclusivamente en el mecanismo de BSS. Es más, [Carretero-Castrillo et al. \(2023\)](#) detectaron estrellas *runaway* con velocidades $V_{t,\text{pec}} \gtrsim 15 \text{ km s}^{-1}$ (ver Apéndice B4.2). Por ende, no sería descabellado pensar que en Lynga 3, durante algún momento de su historia evolutiva temprana, ocurrieron procesos dinámicos violentos que resultaron en la eyección de un número significativo de sus miembros originales. Entre estos procesos, se incluyen las interacciones dinámicas entre N cuerpos (DES), la disrupción de sistemas binarios por explosiones de supernova (BSS), o la rápida expulsión del gas residual en los primeros millones de años de vida del cúmulo (“mortalidad de infantes”). De hecho, este último escenario cobra sentido si observamos que Lynga 3 se encuentra en una zona más limpia de emisión extendida en el infrarrojo medio, en comparación con RCW 91B (ver Figuras 1.4.2, 4.1.8 y B5.1). Sea como fuere, identificar el o los mecanismos responsables de las estrellas *runaway*/*walkaway* en Lynga 3, está fuera del alcance de esta Tesis.

En la Figura 4.1.6 se presenta el HRD para el grupo de 13 estrellas O4–B3 que comparten distancia y extinción en Lynga 3. Para minimizar los efectos de la extinción, vamos a utilizar la magnitud absoluta M_{Ks} , la cual se calculó a partir la magnitud observada en dicha banda, y de los valores de distancia y extinción calculados para Lynga 3 ($d_V = 5.45 \pm 0.28 \text{ kpc}$ y $A_V = 6.45 \pm 0.06 \text{ mag}$, respectivamente). En este caso, observamos que la estrella

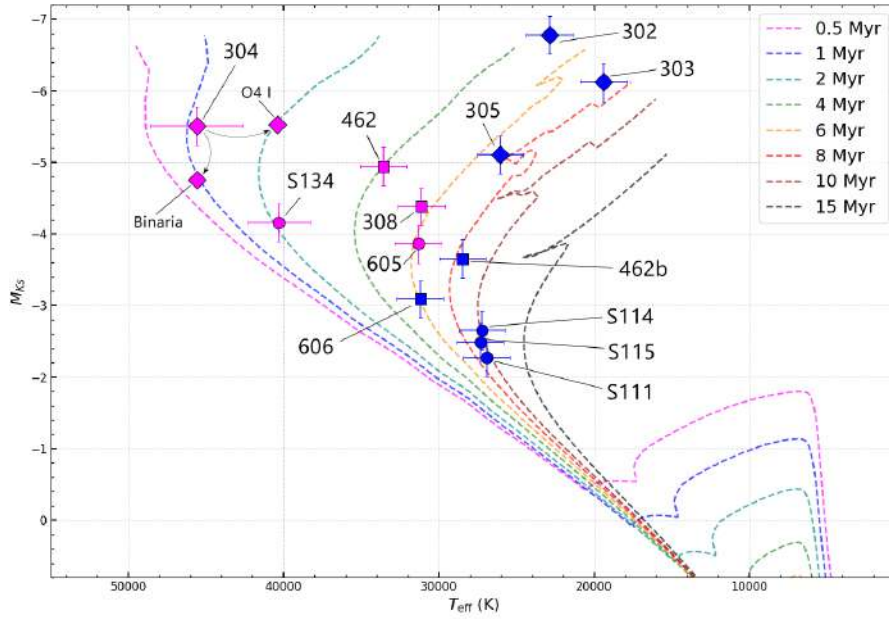


Figura 4.1.6: HRD de las 13 estrellas O3–O9.7 (símbolos violeta) y B0–B3 (símbolos azules) con distancias y extinción compatibles en Lynga 3. Se muestran las isócronas PARSEC de metalicidad solar, para edades en el rango 0.5 – 15 Myr. Para la fuente 304, también se consideran las calibraciones de T_{eff} de [Martins et al. \(2005\)](#) para estrellas de tipo O4 I, y se re-calculó el valor de M_{K_s} suponiendo que la fuente 304 es una binaria compuesta por dos estrellas del mismo tipo espectral ($M_{K_s} + 0.75$).

más joven de Lynga 3 corresponde a la fuente 304 con una edad de ~ 1 Myr, pero debemos considerar que si utilizamos las calibraciones de T_{eff} de [Martins et al. \(2005\)](#) para estrellas O4 I entonces la edad de la estrella sería de 2 ± 1 Myr. Además, podemos ver que la fuente S134 presenta una edad de 2 ± 1 Myr utilizando las mismas calibraciones, lo que sugiere que ambas estrellas probablemente nacieron en el mismo evento de formación estelar hace ~ 2 Myr. Por otra parte, las demás estrellas de tipo O (fuentes 308, 462 y 605) presentan edades en el rango 4 – 6 Myr. Asimismo, la edad de las estrellas B-supergigantes (fuentes 302, 303 y 305) está en el rango 5 – 8 Myr, que es similar a la edad de las estrellas O más tardías y de algunas estrellas B-tempranas menos luminosas (fuentes 462b, 606, S111, S114 y S115). Pues bien, Lynga 3 habría experimentado al menos dos grandes eventos de formación estelar, uno hace ~ 2 Myr que dio origen a las estrellas de tipo O-temprano y otro hace ~ 6 Myr que dio origen a las demás estrellas O-tardías y B-tempranas supergigantes. De esta forma, concluimos que Lynga 3 es un cúmulo bastante joven (edad $< 8 - 10$ Myr), compuesto por estrellas masivas de distintas edades y con una cinemática peculiar.

En la Figura 4.1.7 podemos observar que las estrellas O4–B3 de Lynga 3 presentan colores en el rango $0.60 < (J - K_s) < 0.85$ mag y magnitudes en el rango $8 < K_s < 12.5$ mag. En el CMD, las isócronas de diversas edades se superponen, pero anteriormente vimos que las isócronas de ~ 2 Myr permiten explicar las estrellas O-temprano, mientras que la isócrona de ~ 6 es adecuada para las demás estrellas O-tardío y B-temprana supergigantes. Por un lado, con la isócrona de 2 Myr podemos estimar una masa $\sim 60 M_{\odot}$ para la fuente 304, y una masa $\sim 35 M_{\odot}$ para la fuente S134. Por otro lado, con la isócrona de 6 Myr podemos estimar masas aproximadas de 24, 21 y $26 M_{\odot}$ para las fuentes 308, 462 y 605, respectivamente. Asimismo, las estrellas B-supergigantes (fuentes 302, 303 y 305) exhiben

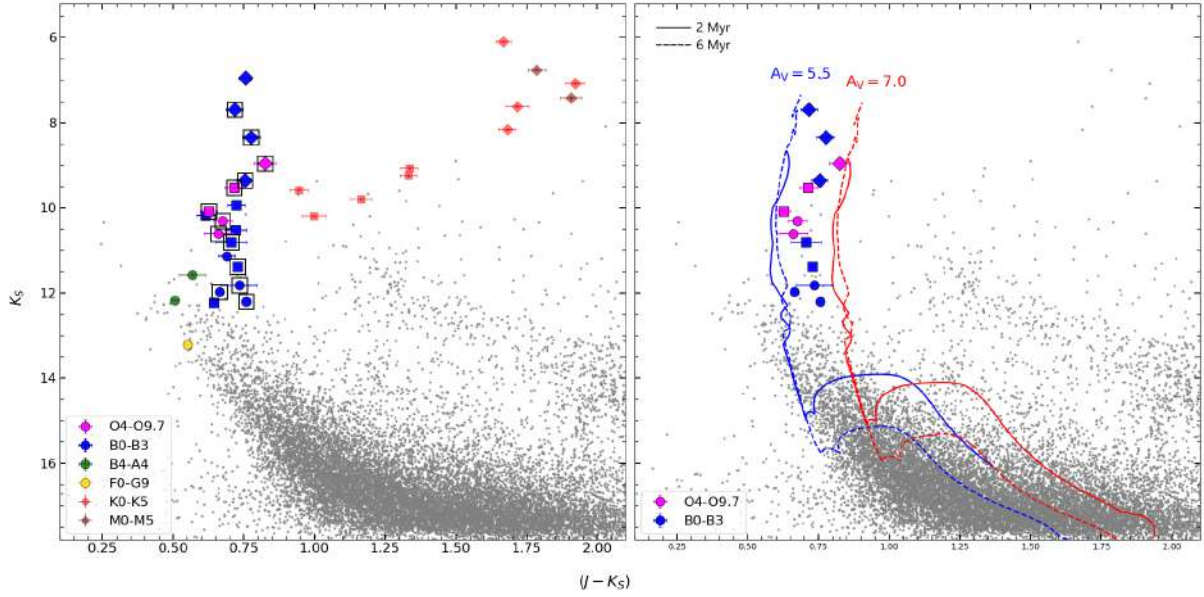


Figura 4.1.7: *Panel izquierdo:* CMD de las fuentes con $r_{\text{Lynga3}} < 3.5'$ (puntos grises) y de las estrellas observadas (símbolos coloreados). Los recuadros negros representan las fuentes que comparten distancia y extinción (ver Figura 4.1.4). *Panel derecho:* CMD con las 13 estrellas O4–B3 con distancias y extinción compatibles en Lynga 3. Además se muestran isócronas PARSEC de 2 Myr (línea sólida) y 6 Myr (línea punteada), para una distancia de 5.45 kpc, valores de extinción óptica de 5.5 mag (líneas azules) y 7.0 mag (líneas rojas), y una ley de extinción $A_J/A_V = 0.267$ y $A_{K_S}/A_V = 0.122$.

masas de $\sim 27 M_{\odot}$ con una isócrona de 6 Myr. El resto de estrellas (fuentes 606, S111, S112, S114 y S115) presentan masas en el rango $13 - 18 M_{\odot}$ para una isócrona de 6 Myr, y en el rango $11 - 14 M_{\odot}$ para una isócrona de 10 Myr. Nuevamente, es importante recalcar que los valores obtenidos para las masas a partir de las isócronas PARSEC, concuerdan con los rangos de masa que determinan los modelos de formación y evolución de estrellas masivas (Searle et al. 2008, Groh et al. 2014, Martins & Palacios 2017).

En la Figura 4.1.8 se presenta la distribución espacial de las estrellas observadas en el área de Lynga 3. Al ajustar una Gaussiana a las coordenadas ecuatoriales (excluyendo las fuentes 302, 462 y 462b), encontramos que el centro de la distribución se ubica en $RA_{J2000} = 229.180^{\circ}$ y $DE_{J2000} = -58.381^{\circ}$. Estos valores se ubican a $\sim 25''$ (~ 0.7 pc) hacia el suroeste de las coordenadas centrales reportadas en el UCC de Perren et al. (2023), y a $\sim 45''$ (~ 1.2 pc) hacia el suroeste de las coordenadas reportadas por Cantat-Gaudin et al. (2020). El caso de Lynga 3 contrasta perfectamente con RCW 91B, puesto que posee una población de estrellas OB que es (al menos) el doble de numerosa. En este caso, no tenemos un cúmulo tan rico como Trumpler 14 o los cúmulos de Cygnus OB2, sino que presenta una población moderada similar a lo que se observa en Berkeley 90 (ver Figura 3.2.8). Además, salvo la fuente 462, las demás estrellas O no están aisladas unas de otras, por lo que es improbable que el escenario de colapso monolítico haya actuado en la formación de estrellas masivas en Lynga 3. De hecho, la concentración de estrellas masivas hacia el centro del cúmulo, es más bien una consecuencia del mecanismo de acreción competitiva. En cualquier caso, primero debemos estudiar la distribución de estrellas de masa intermedia-baja en la región.

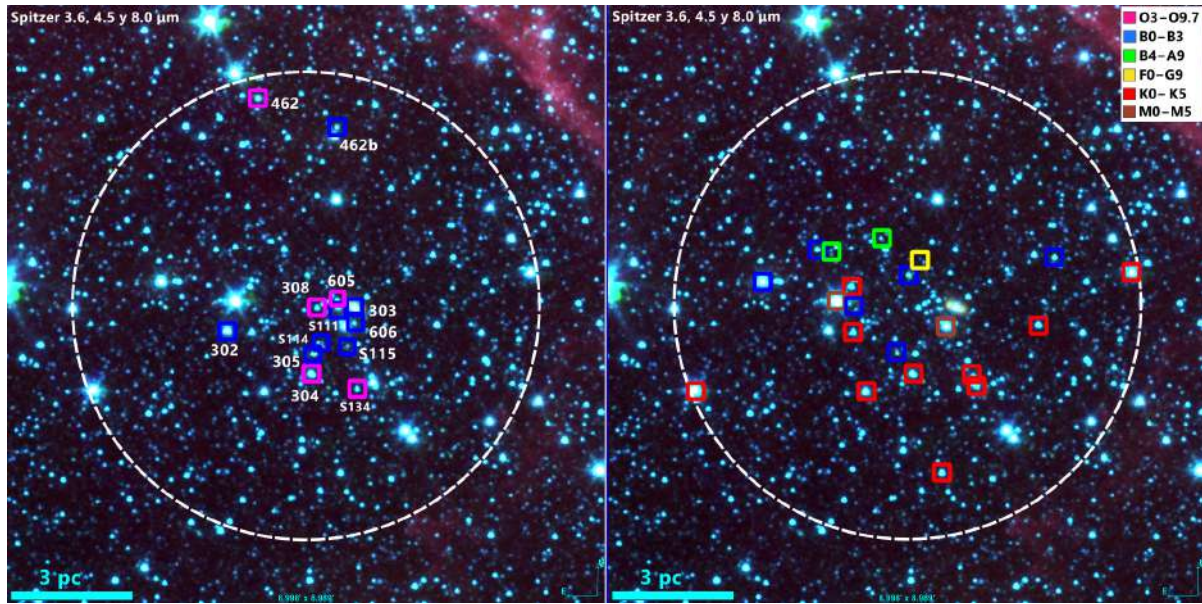


Figura 4.1.8: Imagen compuesta en color de las fuentes observadas en el área de Lynga 3. El círculo blanco representa el área centrada en las coordenadas de Lynga 3 (Cantat-Gaudin et al. 2020), de radio $r = 3.5'$ ($r \approx 5.5$ pc para una distancia $d = 5.45$ kpc). *Panel izquierdo:* Muestra de 12 estrellas O4–B3 que comparten distancia y extinción, junto con su identificador. *Panel derecho:* Resto de fuentes observadas coloreadas según su tipo espectral. El Norte es hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

RA _{J2000} (°)	DE _{J2000} (°)	Edad (Myr)	d (kpc)	A_V (mag)	μ_{RA} (mas yr ⁻¹)	μ_{Dec} (mas yr ⁻¹)	Descripción	Ref.
229.128	-58.317	...	...	...	...	...	...	L64
229.204	-58.367	822	4.16	4.84 ^(a)	-10.04	-3.89	Hipparcos	D02
229.207	-58.340	822	4.16	4.84 ^(a)	-2.39	0.01	PPMXL	K13
229.204	-58.367	...	...	...	-10.04	-3.89	UCAC4	D14
229.204	-58.367	354	...	4.03 ^(a)	-10.16	-3.52	UCAC4	S17
229.204	-58.367	...	...	...	-4.17	-3.44	UCAC5	D18
229.194	-58.373	...	7.29	...	-4.85	-3.73	Gaia DR2	C20
229.193	-58.365	5.1	6.92	4.69	-4.86	-3.58	Gaia DR2	D21
229.195	-58.339	822	4.93	...	...	...	PPMXL	J23
229.197	-58.375	7.4	5.75	6.26	-4.91	-3.81	Gaia DR3	H23
229.190	-58.376	...	5.95	...	-4.89	-3.78	Gaia DR3	P23
229.199	-58.373	1.8	4.85	5.79	...	...	Gaia DR3	C24
229.180	-58.381	1 – 8	5.45	6.45	-4.90	-3.81	Estrellas OB	Este trabajo

Tabla 4.1.3: Parámetros disponibles en la literatura para Lynga 3, junto con los determinados a partir de la población estelar OB en este trabajo.

Referencias. C20: Cantat-Gaudin et al. (2020), C24: Cavallo et al. (2024), D02: Dias et al. (2002), D14: Dias et al. (2014), D18: Dias et al. (2018), D21: Dias et al. (2021), H23: Hunt & Reffert (2023), J23: Just et al. (2023), K13: Kharchenko et al. (2013), L64: Lynga (1964), P23: Perren et al. (2023), S17: Sampedro et al. (2017).

^(a) Calculado a partir del valor reportado de E_{B-V} , suponiendo $R_V = 3.1$.

En la Tabla 4.1.3 se presentan las edades, distancias, extinción y movimientos propios reportados en la literatura para Lynga 3, así como los valores determinados en este trabajo de Tesis mediante el análisis combinado de la fotometría, espectroscopía y cinemática de las estrellas OB. Por una parte, los trabajos que han utilizado movimientos propios de Hipparcos, PPMXL o UCAC4/UCAC5, han determinado edades en el rango 300 – 800 Myr, que son muy altas para explicar la existencia de estrellas O en el cúmulo. Además, estos trabajos tienden a subestimar la distancia y la extinción del cúmulo, y obtienen valores de movimiento propio muy diferentes a los obtenidos para las estrellas OB. Por otra parte, los trabajos que utilizan Gaia DR2 tienden a sobrestimar la distancia, pero el centro del cúmulo y su movimiento propio se asemejan a los valores obtenidos para las estrellas OB. Incluso, permiten estimar una edad de ~ 5 Myr que está en línea con el rango de edad derivado anteriormente. Por último, los trabajos que utilizan Gaia DR3 son los que mejor concuerdan con nuestros resultados, pues presentan distancias en el rango $\sim 5 - 6$ kpc, extinciones de ~ 6 mag, edades en el rango $\sim 2 - 8$ Myr y movimientos propios virtualmente iguales. Si bien, contamos con la ventaja de la espectroscopía de las estrellas OB de Lynga 3, los resultados con Gaia DR3 son prometedores para este tipo de cúmulos en nuestra Galaxia, por lo que futuros censos fotométricos y astrométricos del cielo (como Gaia DR4, esperado en diciembre de 2026) representará un avance significativo sobre la determinación de las propiedades observacionales del cúmulo.

4.1.3. Población estelar no masiva

Para estudiar la población estelar no masiva en Lynga 3, vamos a descontaminar estadísticamente el CMD (Sección 2.3.7). A diferencia de RCW 91B, en Lynga 3 vamos a utilizar la región de control 2, dado que está ubicada a una latitud galáctica similar y en una zona más limpia de emisión infrarroja extendida (ver Figura B5.1). La configuración del algoritmo 3D de descontaminación es ligeramente diferente a la utilizada con RCW 91B, debido a la menor extinción. En este caso seleccionamos las fuentes más brillantes que $J_{\text{lim}} = 18.7$ mag, $H_{\text{lim}} = 17.9$ mag y $K_{S,\text{lim}} = 17.5$ mag, utilizamos celdas de tamaño $\Delta K_S = 0.30$ mag, $\Delta(J - H) = 0.15$ mag y $\Delta(J - K_S) = 0.20$ mag, y reasignamos P para estrellas con $J < 15$ mag utilizando los movimientos propios de Gaia DR3 + VIRAC2 con los valores de μ_{RA} y μ_{Dec} determinados para el grupo OB1 en Lynga 3: $\mu_{\text{RA}} = -4.90 \pm 0.24$ y $\mu_{\text{Dec}} = -3.81 \pm 0.20$ (con 4σ de incertidumbre para incluir un número significativo de fuentes). A las fuentes que caen en el grupo OB1 de movimientos propios pero con distancias incompatibles con Lynga 3 (fuentes 306, S110, S112 y S113) se les asignó manualmente el valor $P = 0.05$, y de igual manera a las fuentes que caen fuera del grupo OB1 y tienen distancias compatibles con el cúmulo (fuentes 303, 606, S111 y S134) se les asignó $P = 0.95$. En la Figura 4.1.9 se presentan los resultados del algoritmo de descontaminación para Lynga 3.

En la Figura 4.1.9 podemos ver que el algoritmo recupera una secuencia vertical de fuentes en torno a $(J - H) = 0.4$ y $(J - K_S) = 0.7$, con probabilidades de membresía $P > 0.6$ para fuentes con $K_S < 16$ mag. Además, en la parte brillante de las isócronas con extinción $A_V = 10 - 15$ mag, se observan fuentes con $P \sim 1$ que fueron recuperados en base a sus movimientos propios. En la parte baja del CMD se observa una población con magnitudes $16.5 < K_S < 17.5$ mag y colores $1.5 < J - K_S < 2.0$ mag que presentan $P > 0.6$, que podría corresponder a estrellas de masa intermedia-baja en formación en Lynga 3. Si bien los colores $J - H$ de estas fuentes parecen ser inconsistentes con la isócrona de 2 Myr y

$A_V = 5$ mag, podría ser perfectamente explicada por isócronas más viejas, de hasta ~ 8 Myr. Igualmente, se observa otra población débil ($16.5 < K_S < 17.5$) y poco enrojecida ($J - H < 0.5$ mag y $J - K_S < 1.0$ mag) que podría corresponder con estrellas de masa baja-intermedia de primer plano, probablemente ubicadas en el brazo de Carina-Sagitario. Finalmente, se observan algunas fuentes con $P > 0.5$ en la parte más enrojecida del CMD, que coinciden con la región de PMS de la isócrona de 2 Myr y extinción $A_V = 20$ mag.

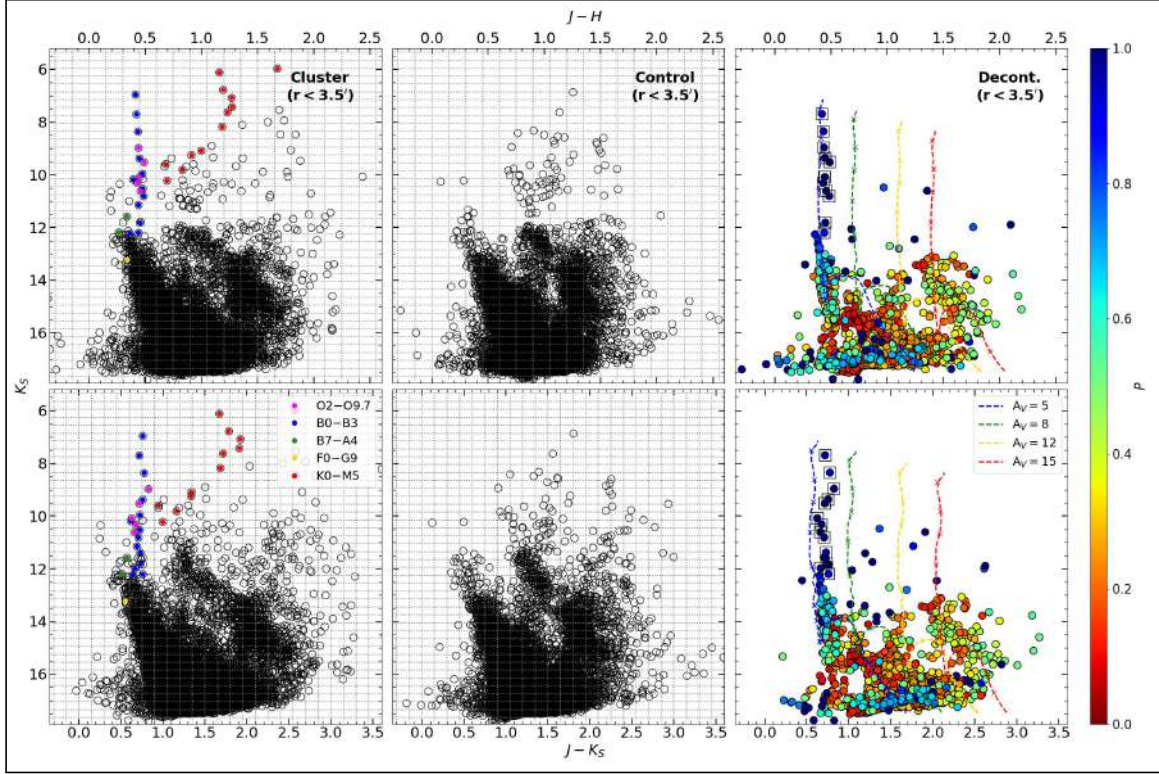


Figura 4.1.9: *Paneles izquierdos:* CMD de la región definida para Lynga 3, que muestra las fuentes con $r_{\text{Lynga3}} < 3.5'$ (círculos negros) y las estrellas observadas (círculos coloreados). *Paneles centrales:* CMD de la región de control utilizada, en un área igual a la de Lynga 3. *Paneles derechos:* CMD descontaminado de Lynga 3, en donde la probabilidad de membresía P se indica con colores y se ha circunscrito un cuadrado negro para las 13 estrellas O4–B3 que comparten distancia y extinción. Además, se muestran isócronas PARSEC de 2 Myr, ubicadas a $d = 5.45$ kpc y con varios niveles de extinción.

Para refinar la selección de fuentes jóvenes posiblemente asociadas con Lynga 3, se seleccionan fuentes con exceso de emisión infrarroja en el diagrama color-color de la Figura 4.1.10. En este caso, se recuperan 209 fuentes (sin contar las estrellas OB) de las 353 fuentes con $P \geq 0.5$. En el CMD, observamos que la gran mayoría de fuentes en la secuencia vertical de Lynga 3 presentan exceso de emisión infrarroja, lo que confirma que son fuentes jóvenes posiblemente asociadas con el cúmulo. Además, se elimina la mayoría de fuentes brillantes ($K_S < 12$ mag) y enrojecidas ($J - K_S > 1.0$ mag) con $P \geq 0.5$ que corresponde a estrellas tardías de fondo y de primer plano. Asimismo, se recupera la mayoría de fuentes débiles ($K_S \sim 17$ mag) con colores compatibles con isócronas de 1 – 8 Myr y con extinción $A_V \gtrsim 5$ mag. Por otra parte, podemos observar una población débil ($K_S \gtrsim 16$ mag) y poco enrojecida ($J - K_S \lesssim 1$ mag) que posiblemente corresponde a estrellas de masa intermedia-baja de primer plano, ya que puede ser explicada por una

isócrona de extinción nula. Al igual que con RCW 91B, para filtrar estos objetos vamos a considerar todas las fuentes que se encuentren hacia la derecha de una isócrona de edad 10 Myr y extinción $A_V = 5$ mag, lo que nos permite eliminar 46 fuentes a la izquierda de la isócrona mencionada. De esta forma, obtenemos una muestra de 173 fuentes con exceso de emisión infrarroja en Lynga 3 (sin considerar las estrellas O4–B3). No obstante al revisar su distribución en el plano del cielo se encontró que varias fuentes se agrupan alrededor de estrellas brillantes en el área de Lynga 3, por lo que se filtraron las fuentes con errores $\Delta(H - K_S) > 0.45$ y $\Delta(J - H) > 0.3$ de forma que la nueva muestra final de fuentes con exceso de emisión infrarroja está compuesta por 154 fuentes (sin considerar las 13 estrellas O4–B3).

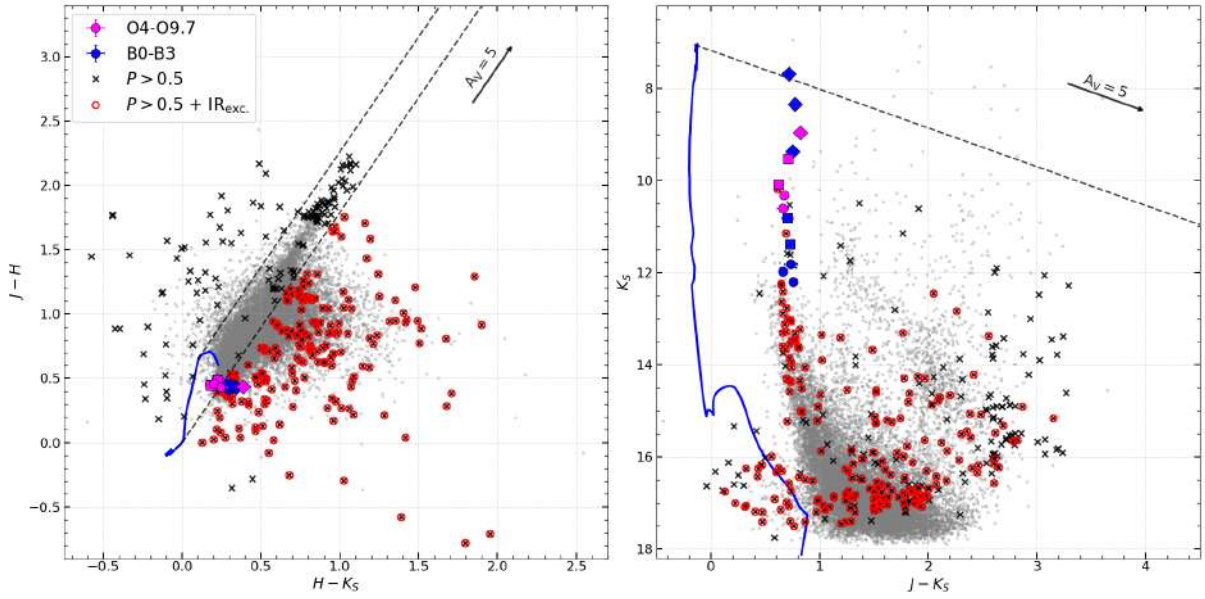


Figura 4.1.10: *Panel izquierdo:* Diagrama color-color de las fuentes con $r_{Lynga3} < 3.5'$ (puntos grises), las estrellas O4–B3 que comparten distancia (símbolos coloreados), y las fuentes con $P > 0.5$ (cruces negras). Además, se muestran los vectores de enrojecimientos, para estrellas tempranas (línea punteada inferior) y para estrellas tardías (línea punteada superior), construidos con la ley de extinción $A_J/A_V = 0.267$, $A_H/A_V = 0.174$ y $A_{K_S}/A_V = 0.122$. También, se muestran las fuentes que se ubican hacia la derecha del vector de extinción para estrellas tempranas (círculos rojos). *Panel derecho:* CMD de las fuentes en Lynga 3. En ambos paneles, se muestra una isócrona PARSEC de 6 Myr ubicada a $d = 5.45$ kpc, pero con extinción nula ($A_V = 0$ mag). La masa máxima representada en la isócrona de 6 Myr corresponde a $29.7 M_\odot$.

En la Figura 4.1.11, se presenta la distribución espacial y el CMD de la muestra final de 154 estrellas en Lynga 3. Por un lado, podemos observar que una isócrona de edad 2 Myr, ubicada a $d = 5.45$ kpc y enrojecida por $A_V \sim 6$ mag, representa muy bien la secuencia vertical de fuentes en Lynga 3. Esta edad tiene consistencia con la edad encontrada para la estrella más temprana de Lynga 3 (la fuente 304, O4 If). No obstante, las estrellas B-supergigantes y O-tardías presentan edades mayores (6 ± 2 Myr), por lo que esta secuencia vertical podría estar compuesta por estrellas jóvenes de diferentes edades. Por otro lado, el resto de fuentes en el CMD (aparentemente estrellas PMS) parece exhibir un amplio rango de edad (1 – 10 Myr) y extinción ($A_V > 5$ mag), lo que sugiere que la formación estelar ha estado procediendo de manera ininterrumpida en Lynga 3, al menos

para la población de masa intermedia. En RCW 91B observamos algo muy similar (Figura 3.1.10), pero con una población OB más escasa y una población PMS más abundante. En resumen, Lynga 3 es un cúmulo joven con una secuencia vertical bien comportada de fuentes jóvenes (Figura 4.1.11) y estrellas menos masivas en proceso de formación.

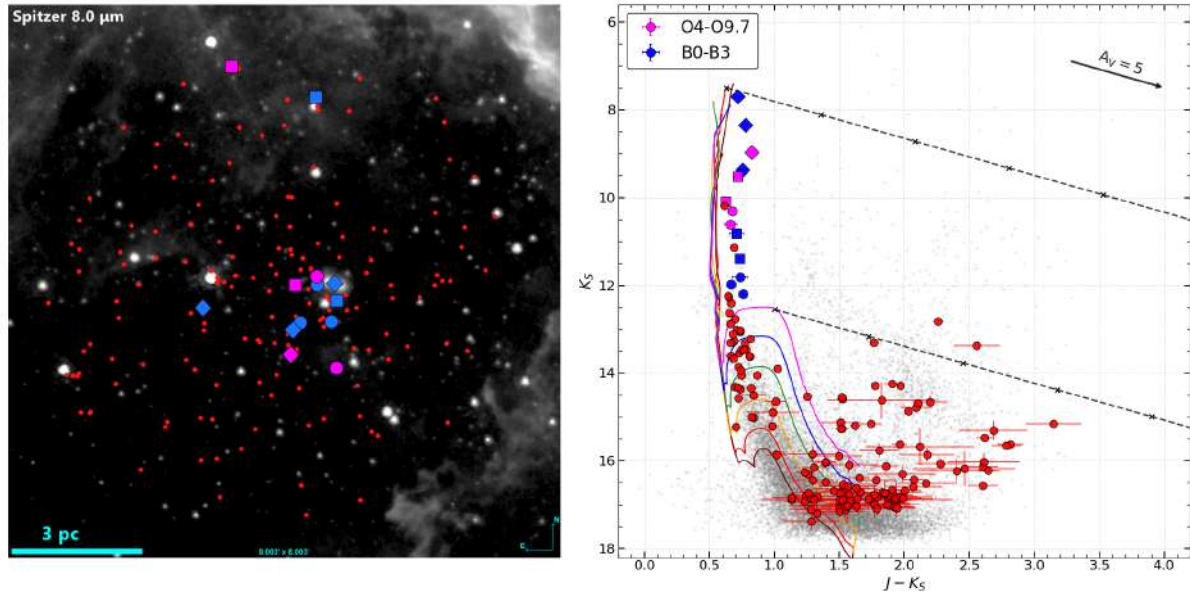


Figura 4.1.11: *Panel izquierdo:* Imagen de Lynga 3 en la banda $8.0 \mu\text{m}$ que muestra la distribución espacial de la muestra final de 154 fuentes con $P \geq 0.5$, a la derecha del vector de enrojecimiento para estrellas tempranas, filtrados con isócronas de 10 Myr, y errores $\Delta(H - K_S) < 0.45$ y $\Delta(J - H) < 0.3$ (círculos rojos). Además, se muestra el grupo de estrellas O4–B3 (círculos violeta y azul). El Norte es hacia arriba y el Este hacia la izquierda. *Panel derecho:* CMD de la muestra final separadas en estrellas MS (cuadrados rojos) y posibles estrellas PMS (círculos rojos). Además, se muestran isócronas PARSEC de 0.5 Myr (violeta), 1 Myr (azul), 2 Myr (verde), 4 Myr (amarillo), 7 Myr (rojo) y 10 Myr (marrón), ubicadas a una distancia de 5.45 kpc, y enrojecidas con $A_V = 5$ mag y la ley de extinción $A_J/A_V = 0.267$ y $A_{K_S}/A_V = 0.122$. También, se muestra el vector de extinción junto con intervalos de $A_V = 5$ mag marcados con cruces negras.

4.1.4. YSOs

De igual manera que con RCW 91B, vamos a utilizar la fotometría en el infrarrojo medio para seleccionar candidatos a YSOs de Clase I y II en el área definida para Lynga 3. En la Figura 4.1.12 se presentan los diagramas color-color en el infrarrojo medio para identificar fuentes contaminantes. Siguiendo la prescripción de Gutermuth et al. (2009), se identificaron 2 galaxias con formación estelar no resuelta, 6 AGNs, 172 “nudos” con emisión de PAH, 1 YSO de Clase I y 4 YSOs de Clase II. Nuevamente, con este método recuperamos 5 YSOs de Clase I y/o II en el área de Lynga 3 (Saral et al. 2017).

En la Figura 4.1.13 se presenta la distribución espacial y el CMD de los YSOs identificados en el área de Lynga 3. Siguiendo una nomenclatura similar que la definida para RCW 91B, los YSOs de Clase II se identificaron como V1, V2, V3 y V4, mientras que el YSO de Clase I se identificó como R1. En el CMD de la Figura 4.1.13, podemos observar que la ubicación de la fuente V4 es consistente con una edad > 15 Myr, por lo que podría ser una estrella de baja masa en Lynga 3 que recientemente alcanzó la MS, pero también podría

tratarse de un YSO de primer plano ($d < 3$ kpc) y muy joven (edad $\lesssim 5$ Myr). Por otro lado, las fuentes R1, V2 y V3, pueden ser explicados por isócrona de 1 Myr, aunque con una extinción que es ligeramente mayor para las fuentes V2 y V3 ($A_V = 7 - 10$ mag). El caso de la fuente V1 es interesante, pues su posición en el CMD se podría explicar por una isócrona de ~ 0.3 Myr y extinción $A_V = 15$ mag. Si esto es real, entonces la formación estelar no se habría visto interrumpida por la formación de las fuentes 304 y 462 hace ~ 2 Myr. Por último, al revisar sus distancias corregidas por el punto cero (Maíz Apellániz 2022) en Gaia DR3, observamos que la fuente R1 presenta una distancia $d \sim 2.0 \pm 0.5$ kpc, así que probablemente se trate de un YSO de primer plano. Curiosamente, los YSOs de Clase II (a excepción de la fuente V1) tienden a agruparse más cerca de las estrellas O4–B3 en Lynga 3.

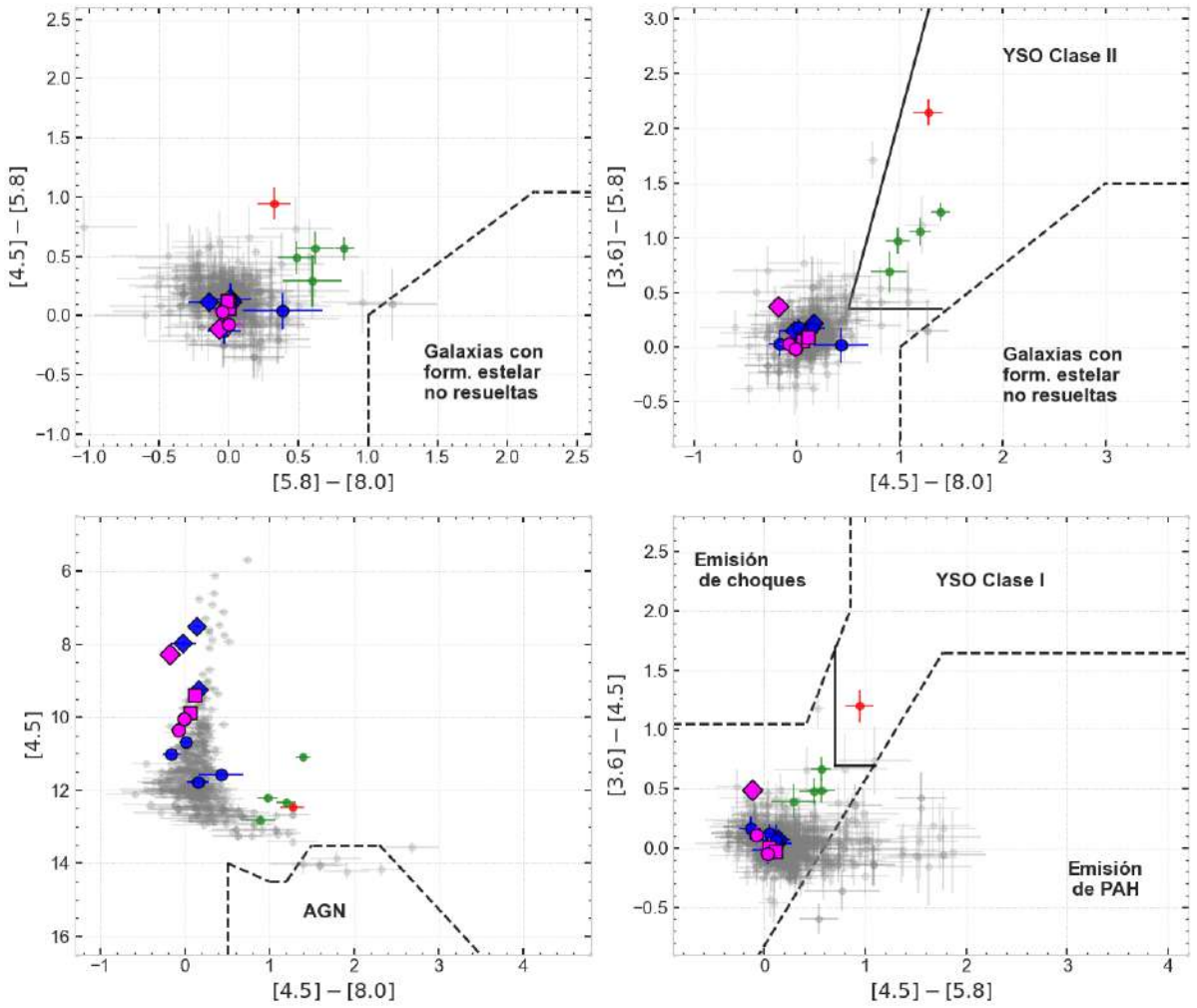


Figura 4.1.12: Diagramas color-color (paneles superior izquierdo, superior derecho e inferior derecho) y color-magnitud (panel inferior izquierdo) en el infrarrojo medio de fuentes con $r_{\text{Lynga3}} < 3.5'$ (puntos grises), utilizados para identificar objetos contaminantes en la región. Además, se identifican las estrellas de tipo O4–B3 (símbolos violeta y azul), así como también las fuentes identificadas como posibles YSOs de Clase I (puntos rojos) e YSOs de Clase II (puntos verdes). Las líneas punteadas y sólidas negras, representan los límites definidos para fuentes contaminantes e YSOs de Clase I-II, respectivamente (ver Apéndice A1 de Gutermuth et al. 2009).

Cabe señalar que solo la fuente V1 fue recuperada por el algoritmo de descontaminación, por lo que las fuentes V2 y V3 serán consideradas más tarde en el cálculo del RDP y de la función de masa. En cambio, las fuentes R1 y V4 no serán consideradas en la muestra de YSOs de Lynga 3. Para finalizar, revisamos el catálogo SPICY de Kuhn et al. (2021) y encontramos solamente 2 fuentes en el área definida para Lynga 3, las cuales coinciden con las fuentes R1 y V1, ambas clasificadas en SPICY como una SED plana y un YSO de Clase II, respectivamente. La baja cantidad de YSOs encontrados con el algoritmo de Kuhn et al. (2021), puede ser consecuencia de la edad ligeramente mayor de Lynga 3 en comparación con RCW 91B, aunque con los diagramas del infrarrojo medio recuperamos más fuentes que las del catálogo SPICY, destacando la efectividad de este método en la selección de YSOs. Si consideramos las fuentes V1, V2 y V3, entonces la muestra final de Lynga 3 consiste en 156 estrellas con exceso de emisión infrarroja y 13 estrellas O4–B3, para un total de 169 fuentes.

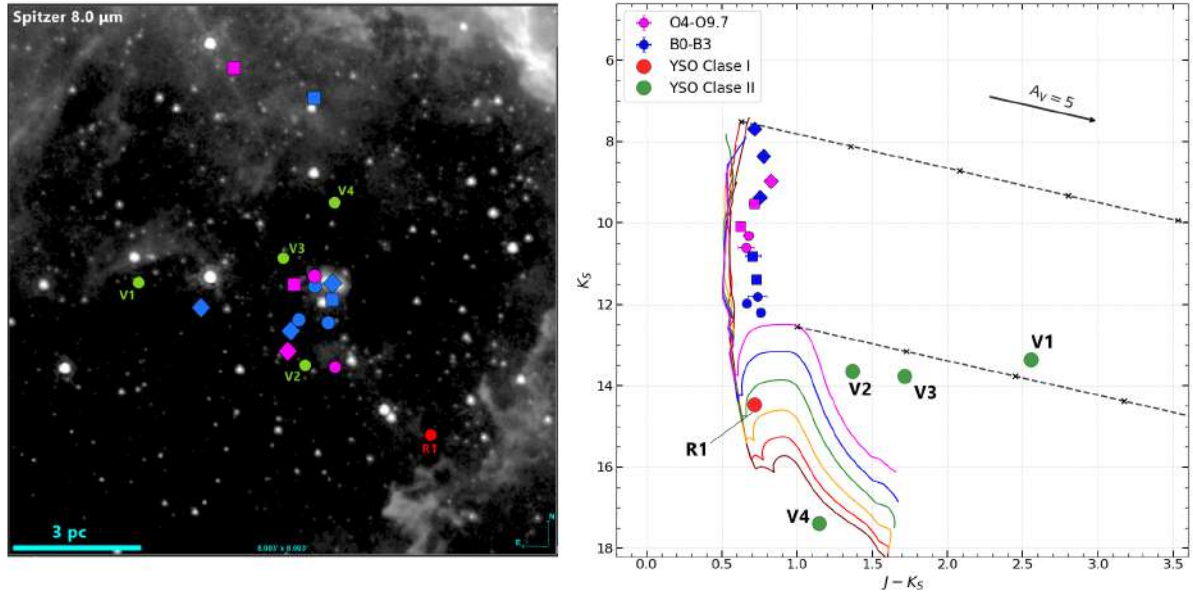


Figura 4.1.13: *Panel izquierdo:* Imagen de Lynga 3 en la banda $8.0 \mu\text{m}$ que muestra la distribución espacial de los YSOs de Clase I (círculos rojos) y Clase II (círculos verdes). Además, se muestra el grupo de estrellas O4–B3 (símbolos violeta y azul). El Norte es hacia arriba y el Este hacia la izquierda. *Panel derecho:* CMD de las fuentes mostradas en el panel izquierdo. Las isócronas PARSEC y los vectores de extinción, son iguales que los mostrados en la Figura 4.1.11.

4.2. Parámetros del cúmulo

4.2.1. Estructura espacial

En la Figura 4.2.1 se presenta el diagrama de contorno de densidad estelar en Lynga 3, construido mediante un KDE sobre el catálogo maestro y la muestra final de fuentes. Si consideramos todas las fuentes del catálogo maestro, el centro de la distribución se ubica muy cerca de las coordenadas determinadas por Cantat-Gaudin et al. (2020), pero en este caso la sobredensidad de fuentes que caracteriza la zona central no es tan evidente. En cambio, con la muestra final de 156 fuentes y las 13 estrellas O4–B3 vemos una distribución más concentrada, cuyo centro se ubica en las coordenadas $\text{RA}_{J2000} = 229.181^\circ$ y DE_{J2000}

$= -58.379^\circ$, muy cerca del centro determinado meramente a partir de las estrellas O4–B3 (Tabla 4.1.3). La forma de la distribución es un poco elongada, aunque no tanto como la observada en RCW 91B (Figura 3.2.4). En este caso, el semieje mayor está desalineado en $\sim 20^\circ$ con el vector que conecta RCW 91B y Lynga 3. El centro del cúmulo determinado a partir del KDE, será utilizado para la construcción del RDP a continuación.

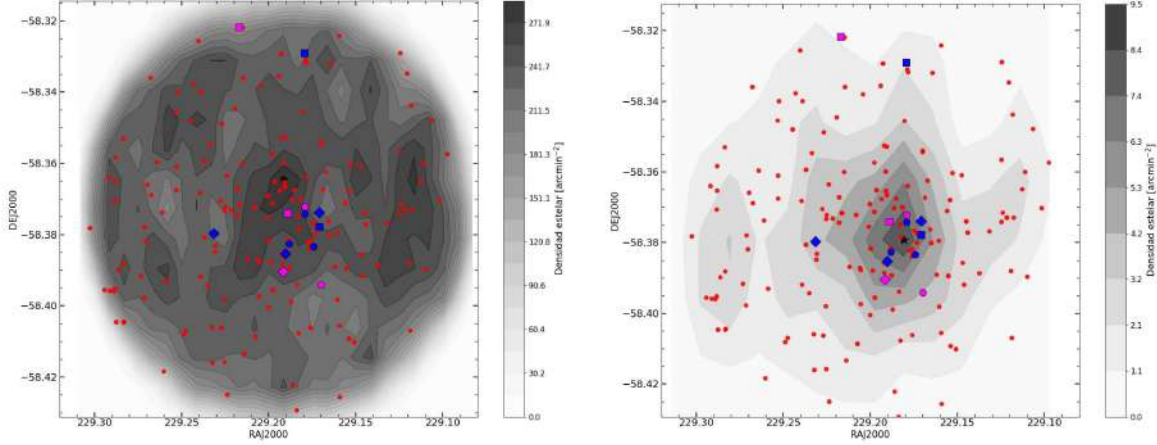


Figura 4.2.1: Diagrama de contorno de la densidad estelar calculada con el KDE, para todas las fuentes del catálogo maestro (*panel izquierdo*), y para las fuentes presuntamente genuinas de Lynga 3 (*panel derecho*). Para el catálogo completo se calcula la densidad superficial utilizando cuadrados de tamaño $1' \times 1'$ y separados por $0.5'$, mientras que para la muestra final se utilizan cuadrados de tamaño $2' \times 2'$ y separados por $1'$. En ambos paneles, se muestran las 13 estrellas O4–B3 de Lynga 3 (símbolos magenta y azules) y las 156 estrellas de la muestra final (círculos rojos). Además, la estrella negra representa el punto máximo de densidad superficial en el KDE.

En el panel superior de la Figura 4.2.2 se presenta el RDP centrado en las coordenadas determinadas con el KDE ($RA_{J2000} = 229.181^\circ$ y $DE_{J2000} = -58.379^\circ$), para todas las fuentes del catálogo maestro que son más brillantes que la magnitud límite $K_S = 17.5$ mag. En el diagrama, no se observa un aumento monótono de fuentes para un radio $r < 80''$, aunque sí podemos observar una notoria sobredensidad de fuentes a una distancia de $\sim 5''$, que no representa necesariamente una sobredensidad real debido a que corresponde al intervalo más pequeño utilizado ($1''$) y además estamos observando el catálogo completo, o sea estrellas de primer plano y de fondo. Debido a esto, no tiene sentido ajustar un perfil de King a la distribución, a pesar de que igual se puede forzar al algoritmo a ajustar uno (en cuyo caso, se obtendría $r_c = 0.72$ pc y $\Sigma_0 = 77$ pc $^{-2}$). Por otra parte, se replicó la construcción del RDP con el catálogo completo, pero utilizando las coordenadas $RA_{J2000} = 229.194^\circ$ y $DE_{J2000} = -58.373^\circ$ determinadas por Cantat-Gaudin et al. (2020). En este caso, sí se observa una sobredensidad monótona que simula ser un cúmulo, llevando al cálculo de $r_c = 0.14$ pc y $\Sigma_0 = 311$ pc $^{-2}$, aunque nuevamente recalamos que estos valores no tienen significado considerando que es el catálogo completo. Por ende, ahora procedemos a construir el RDP con la muestra final de Lynga 3, que consiste en las 13 estrellas O4–B3 y las 156 fuentes descontaminadas.

En el panel inferior de la Figura 4.2.2 se presenta el RDP descontaminado de Lynga 3. En este caso, sí observamos una notoria sobredensidad de fuentes en la región $r < 20''$,

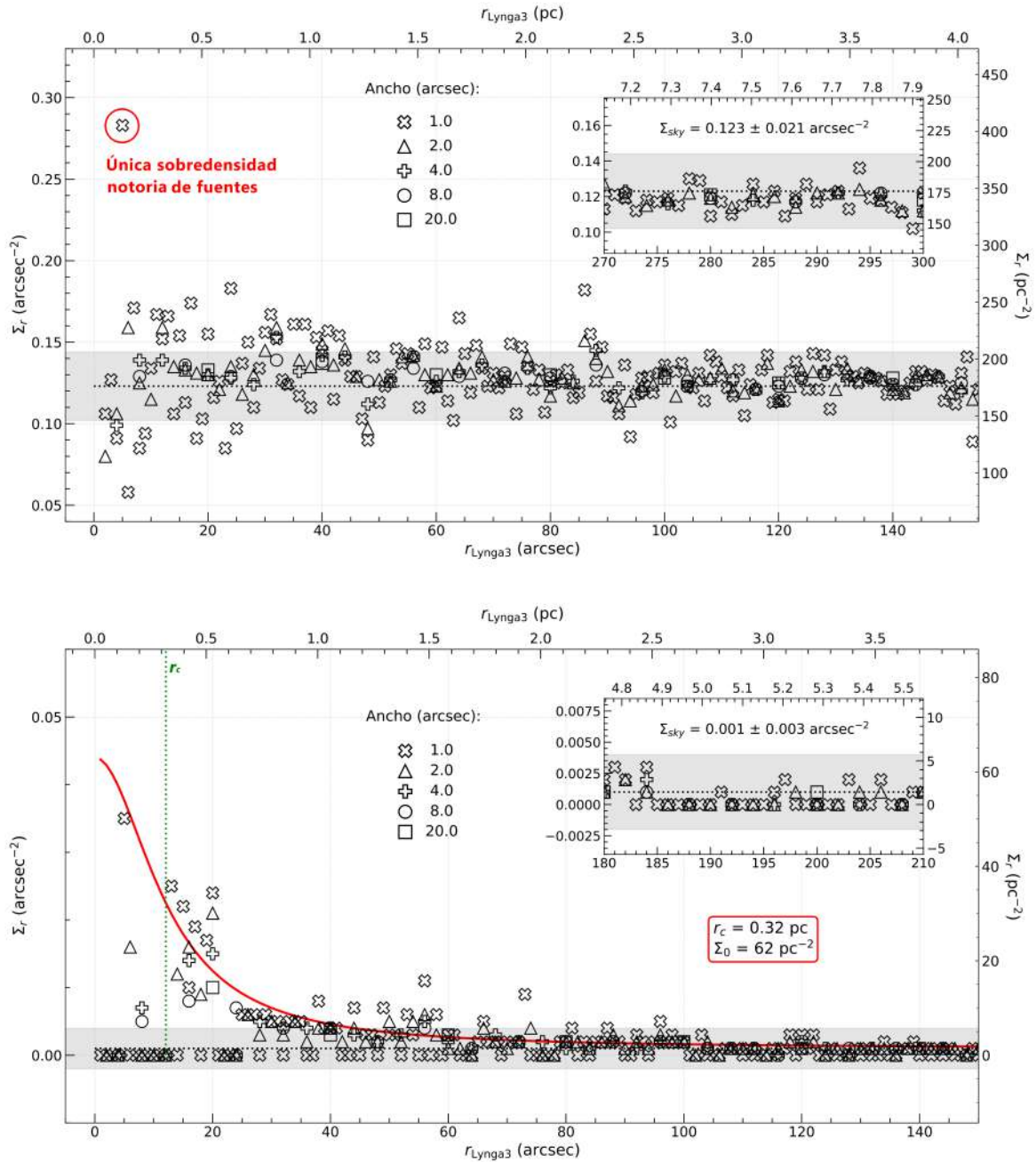


Figura 4.2.2: RDP centrado en las coordenadas determinadas para Lynga 3 ($\text{RA}_{\text{J2000}} = 229.181^\circ$ y $\text{DE}_{\text{J2000}} = -58.379^\circ$), considerando todas las fuentes en el catálogo maestro con $K_S < 17.5 \text{ mag}$ (*panel superior*), y con las 169 fuentes de la muestra final obtenida de Lynga 3. Los símbolos representan diferentes anchos del área anular considerada, el recuadro de la esquina superior derecha representa la región utilizada en la estimación de la densidad estelar de campo Σ_{sky} , y el área sombreada gris representa $\Sigma_{\text{sky}} \pm 3\sigma$ de incertidumbre. Además, la línea sólida roja representa el mejor ajuste del perfil de King a los intervalos más pequeños, y la línea punteada verde representa el radio del núcleo (r_c) determinado con el ajuste. En el recuadro rojo se muestra el radio del núcleo y la densidad superficial central (Σ_0). La conversión de " a pc se realizó considerando una distancia de 5.45 kpc.

además de un par de máximos secundarios en los radios $\sim 56''$ y $\sim 73''$. El ajuste de un perfil de King permite obtener los valores $r_c = 0.32$ pc, $\Sigma_0 = 62$ pc $^{-2}$ y $n_0 = 96$ pc $^{-3}$, los cuales fueron calculados con el intervalo más pequeño ($1''$). Al considerar los intervalos de $2''$, los valores cambian a $r_c = 0.47$ pc, $\Sigma_0 = 27$ pc $^{-2}$ y $n_0 = 30$ pc $^{-3}$. Si bien el valor de $r_c = 0.32 - 0.47$ pc está dentro de lo que cabría esperar para otros cúmulos jóvenes y masivos (Portegies Zwart et al. 2010), los valores de Σ_0 y n_0 son demasiado bajos en comparación con otros cúmulos, por ejemplo RCW 91B en la cual calculamos $\Sigma_0 = 229$ pc $^{-2}$ y $n_0 = 1881$ pc $^{-3}$. Un valor $n_0 < 10^2$ pc $^{-3}$ refleja una estructura irregular y la ausencia de un núcleo compacto. De esta forma, considerando la joven edad (< 10 Myr) y baja densidad central ($< 10^2$ pc $^{-3}$), Lynga 3 podría tratarse un cúmulo tipo *leaky* (Pfalzner 2011) en una fase intermedia de su evolución.

Los cúmulos *leaky* empiezan como estructuras de tamaño $\sim 0.2 - 0.3$ pc con decenas de estrellas, para luego aumentar en masa (hasta $\sim 10^4 M_\odot$) y tamaño (hasta $\sim 3 - 5$ pc), en donde la violenta expulsión del gas (debido a la retroalimentación de estrellas de tipo O) causa una rápida expansión del gas residual y una pérdida del $\sim 80 - 90\%$ de la masa total durante los primeros 20 Myr de vida del cúmulo (Pfalzner 2011). De hecho, se podría considerar que los cúmulos *leaky* son los cúmulos que sobreviven al fenómeno de la “mortalidad de infantes” (Bastian & Goodwin 2006), el cual actúa como un filtro en las fases evolutivas tempranas ($\lesssim 5$ Myr, de Grijs & Goodwin 2008). Más aún, se ha determinado que un cúmulo puede sobrevivir a esta rápida expulsión del gas si la eficiencia de formación estelar (*Star Formation Efficiency*, SFE) es $SFE \gtrsim 30\%$ (Bastian & Goodwin 2006, Pfalzner & Kaczmarek 2013), mientras que con una SFE menor las estrellas se dispersan completamente. En consecuencia, en Lynga 3 podría haber ocurrido una rápida dispersión del gas residual durante su fase evolutiva temprana, y por ende la expulsión de algunos de sus miembros (explicando así la ubicación alejada y cinemática peculiar de algunas estrellas OB), aunque una eficiencia de formación estelar moderadamente alta ($SFE \gtrsim 30\%$) le permitiría haber sobrevivido a esta “mortalidad de infantes” (explicando la detección de una concentración central con $n_0 < 10^2$ pc $^{-3}$). Aún así, recordemos que la muestra final corresponde a estrellas con $M \gtrsim 1 M_\odot$, por ende los valores de Σ_0 y n_0 representan límites inferiores de sus valores reales. Futuros censos fotométricos profundos de Lynga 3, ayudarán a definir de mejor manera la estructura e historia evolutiva del cúmulo.

4.2.2. Función de masa estelar observada

Para construir la función de masa observada en Lynga 3, consideramos las 13 estrellas O4–B3 y las 156 fuentes descontaminadas. Debido a la extinción diferencial observada en la población de menor masa, vamos a considerar un rango $A_V = 5 - 20$ mag para aplicar el algoritmo de asignación de masas. Además, dado que la población estelar joven presenta una dispersión de edad en el rango $\sim 0.5 - 8$ Myr, vamos a descartar las fuentes que se encuentren significativamente por debajo de una isócrona de 8 Myr y extinción $A_V = 5$ mag, y significativamente por encima de una isócrona de 0.5 Myr y extinción $A_V = 20$ mag (ver Figura 4.2.3). Luego, dividimos la muestra en secuencia principal (MS) y pre-secuencia principal utilizando el mismo criterio que para las fuentes de RCW 91B (estrellas MS se ubican cerca de las estrellas OB en el diagrama color-color). De esta manera, la función de masa considera las 13 estrellas O3–B3 y la nueva muestra de 151 fuentes jóvenes en Lynga 3 (35 de MS y 116 de PMS, ver Figura 4.2.3).

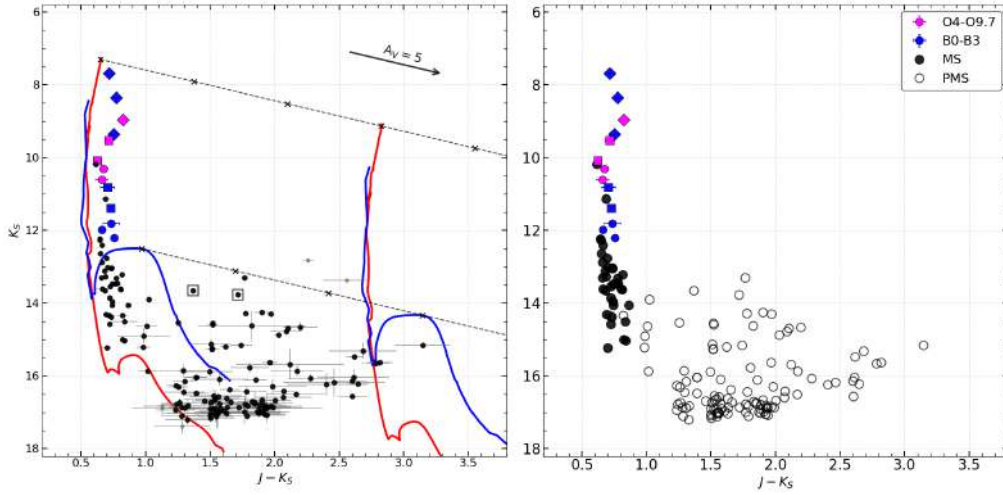


Figura 4.2.3: *Panel izquierdo:* CMD de las estrellas O4–B3 (símbolos coloreados) y de las 156 fuentes de la muestra final (puntos grises). Además, se presentan isócronas PARSEC de 0.5 Myr (azul) y 8 Myr (rojo), ubicadas a 5.45 kpc, y enrojecidas con los valores de extinción $A_V = 5$ mag y $A_V = 20$ mag (isócronas de la izquierda y derecha, respectivamente). Las líneas punteadas representan el vector de enrojecimiento, con intervalos de 5 mag. A los YSOs V2 y V3 (Sección 4.1.4), se les ha circunscrito un cuadrado abierto. También se muestran las 151 fuentes jóvenes consideradas en la construcción de la función de masa (puntos negros). *Panel derecho:* CMD con la muestra final de estrellas para construir la función de masa de Lynga 3, en donde se ha separado la muestra en estrellas MS (círculos sólidos) y estrellas PMS (círculos abiertos).

Dado que la población estelar OB de Lynga 3 presenta diferentes edades, vamos a asignar manualmente sus masas iniciales y masas actuales considerando la edad que muestra el HRD (Figura 4.1.6). Después, se construyó la función de masa teniendo en cuenta las masas actuales junto con las edades de 2 Myr y 6 Myr, y las masas iniciales de las estrellas. La ventaja de utilizar la IMF, es que encapsula las poblaciones estelares de distintas generaciones en Lynga 3, pues por ejemplo, la fuente 304 (O4 If) ya está extinta para una edad de 6 Myr (Groh et al. 2014). A diferencia de lo que ocurre en RCW 91B, el sesgo de asignación de masas no es un problema mayor en Lynga 3 debido al relativamente bajo número de estrellas PMS brillantes que pueden confundir al algoritmo, así como la bien comportada secuencia principal en el CMD. Luego, el cálculo del valor de $\alpha_{(M>2M_\odot)}$ y $\alpha_{(M>7M_\odot)}$, se realizó mediante la técnica de un ancho de intervalo variable (Maíz Apellániz & Úbeda 2005), en donde los errores fueron estimados considerando 5 configuraciones del tamaño y número de intervalos.

En la Figura 4.2.4 se presentan las funciones de masa y la función de luminosidad en la banda K_S para Lynga 3. Por un lado, en la función de masa de 2 Myr se obtienen los valores $\alpha_{(M>2M_\odot)} = -1.80 \pm 0.25$ y $\alpha_{(M>7M_\odot)} = -2.15 \pm 0.20$. El valor obtenido para estrellas masivas ($\alpha_{(M>7M_\odot)}$) es consistente con una función canónica de Salpeter, mientras que el valor para estrellas de masa intermedia-baja ($\alpha_{(M>2M_\odot)}$) es significativamente menor. Además, podemos observar un exceso de fuentes en los intervalos 9 – 15 y 25 – 40 $M_\odot$, el cual puede ser un efecto causado por asumir una edad fija de 2 Myr, aunque también puede ser efecto de una imperfecta descontaminación estadística del CMD puesto que se observa un comportamiento similar en la función de luminosidad en la banda K_S . El bajo número de estrellas con $M \lesssim 1 - 2 M_\odot$ en relación a la función canónica es consecuencia

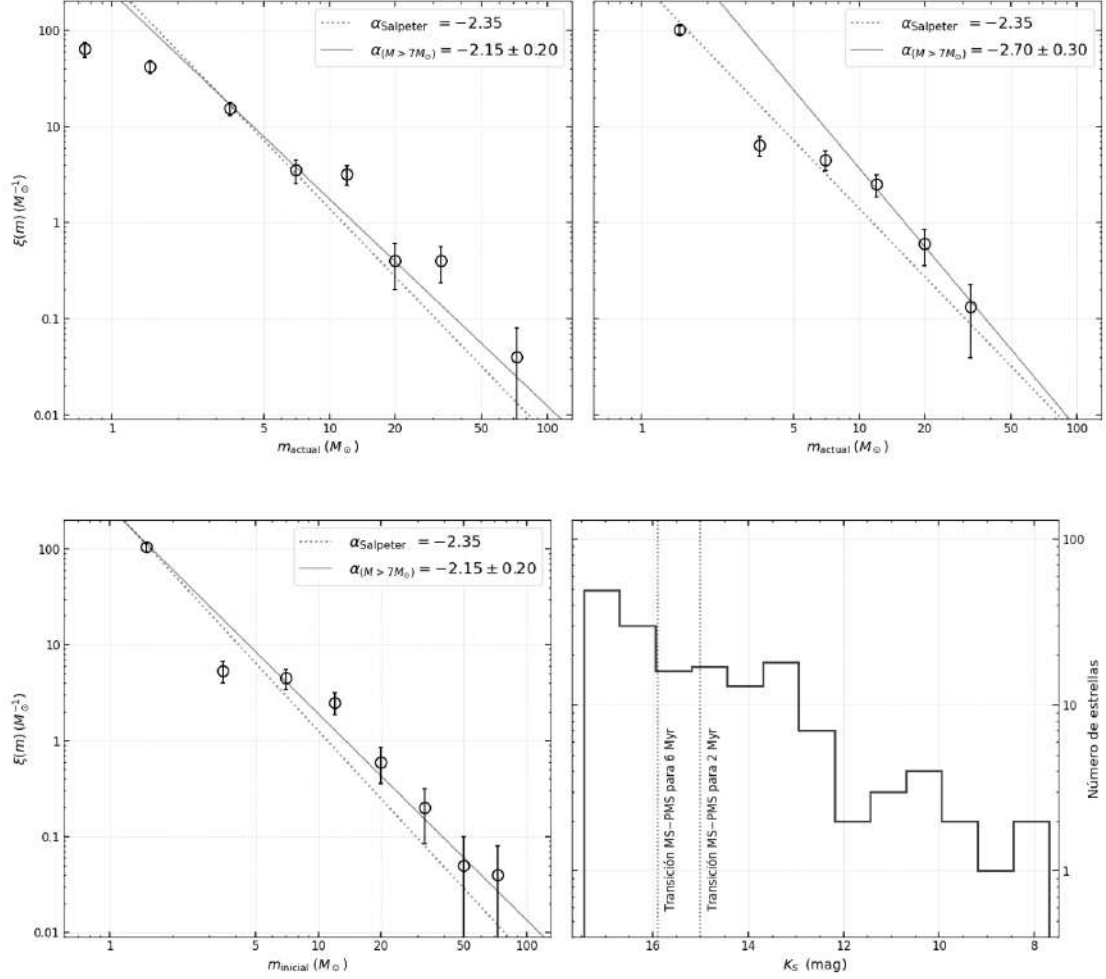


Figura 4.2.4: Función de masa para la muestra final de 168 estrellas en Lynga 3, considerando las masas actuales para una edad de 2 Myr (*panel superior izquierdo*), las masas actuales para una edad de 6 Myr (*panel superior derecho*), y las masas iniciales de las estrellas (*panel inferior izquierdo*). Los círculos abiertos representan los intervalos de masa en los rangos $0.5 - 1 M_{\odot}$, $1 - 2 M_{\odot}$, $2 - 5 M_{\odot}$, $5 - 9 M_{\odot}$, $9 - 15 M_{\odot}$, $15 - 25 M_{\odot}$, $25 - 40 M_{\odot}$, $40 - 60 M_{\odot}$, $60 - 85 M_{\odot}$ y $85 - 120 M_{\odot}$ (círculos abiertos). La línea punteada representa la pendiente de la función de masa de Salpeter, mientras que la línea sólida es la pendiente calculada para las estrellas con $M > 7 M_{\odot}$. Además, se grafica la función de luminosidad en la banda K_S (*panel inferior derecho*) con intervalos de $\Delta K_S = 0.75$ mag y se muestran las magnitudes en donde ocurre la transición entre estrellas de MS y PMS, para ambas edades consideradas ($K_S \sim 15.0$ mag para 2 Myr y $K_S \sim 15.9$ mag para 6 Myr).

de la incompletitud del catálogo, dado que Lynga 3 está relativamente alejado de nosotros ($d = 5.45$ kpc). Cabe señalar que se repitió el cálculo de $\alpha_{(M>7M_\odot)}$ considerando que la fuente 304 es un sistema binario compuesto por dos estrellas similares, en cuyo caso obtenemos el valor $\alpha_{(M>7M_\odot)} = -1.97$ que está dentro de la incertidumbre del valor derivado anteriormente ($\alpha_{(M>7M_\odot)} = -2.15 \pm 0.20$).

Por otro lado, en la función de masa de 6 Myr se obtienen los valores $\alpha_{(M>2M_\odot)} = -1.67 \pm 0.15$ y $\alpha_{(M>7M_\odot)} = -2.70 \pm 0.30$. En este caso, el valor de $\alpha_{(M>7M_\odot)}$ es significativamente mayor que la función de Salpeter (función tipo *bottom-heavy*) que indica que el cúmulo ha perdido la mayoría de sus estrellas masivas ($M > 7 M_\odot$). A modo de ejemplo, la función de masa en Cyg OB2 también se considera tipo *bottom-heavy* para estrellas de tipo O ($\alpha_{(M>15M_\odot)} = -3.72$, [Wright et al. 2010b](#)), la cual no representa una característica intrínseca de Cyg OB2 sino que es producto de viejas generaciones de poblaciones estelares que ya perdieron sus miembros más masivos. Este escenario podría explicar el valor de $M > 7 M_\odot$ obtenido para Lynga 3, más aún si consideramos que se observa en la función de masa de 6 Myr (generación más vieja) y no en la función de masa de 2 Myr (generación más joven). Incluso, este comportamiento de la función de masa para 6 Myr es consistente con las estrellas *runaway* y *walkaway* de Lynga 3 sugeridas en la Sección 4.1.2. Paralelamente, se observa un déficit de estrellas con masas $2 - 5 M_\odot$, el cual también puede ser resultado de una descontaminación estadística imperfecta y la suposición de una edad singular de 6 Myr. En cualquier caso, el valor de $\alpha_{(M>2M_\odot)}$ está en línea con el valor obtenido considerando una edad de 2 Myr.

Por añadidura, en la IMF se obtienen los valores $\alpha_{(M>2M_\odot)} = -1.58 \pm 0.30$ y $\alpha_{(M>7M_\odot)} = -2.15 \pm 0.20$. En términos generales, la región de alta masa de la IMF es similar a la función de masa de 2 Myr, mientras que el comportamiento de la región de baja masa se parece más a la función de masa de 6 Myr. Asimismo, la forma de la IMF es sorprendentemente similar a la forma de la función de luminosidad en la banda K_S , con excepción del intervalo $K_S = 8 - 10$ mag que parece estar subrepresentado, pero en realidad corresponde a estrellas B-supergigantes de menor masa que llenan el intervalo correspondiente en $K_S \sim 12$ mag. Además, se observa un exceso de fuentes en el intervalo $9 - 15 M_\odot$ y su equivalente en la función de luminosidad en $K_S \sim 13 - 14$ mag, así como también un déficit de fuentes en el intervalo $2 - 5 M_\odot$ que corresponde con la región de transición MS–PMS ($K_S \sim 15 - 16$ mag). Fuera de estos detalles, la pendiente de la IMF está en línea con lo que se observa en otros cúmulos jóvenes y masivos ([Portegies Zwart et al. 2010](#)), y su forma no dista significativamente de una función de masa canónica, al menos para la población estelar masiva y de masa intermedia.

Por último, calculamos la masa total observada ($\mathcal{M}$) en el área de Lynga 3 para estrellas con $M \gtrsim 1 M_\odot$. En este caso, obtenemos los valores $\mathcal{M} \sim 900 M_\odot$ para la función de masa de 2 Myr, $\mathcal{M} \sim 700 M_\odot$ para la función de masa de 6 Myr y un rango $\mathcal{M} = 850 - 950 M_\odot$ para la IMF. Nuevamente, podemos estimar la masa total hasta $0.08 M_\odot$ suponiendo una IMF canónica en este rango ([Kroupa & Bouvier 2003](#)), lo que nos permite calcular $\mathcal{M} \sim 1700 M_\odot$ para 2 Myr, $\mathcal{M} \sim 1400 M_\odot$ para 6 Myr, y $\mathcal{M} = 1700 - 1900 M_\odot$ para la IMF. La masa estelar obtenida para Lynga 3 ($\lesssim 2 \times 10^3 M_\odot$) es casi el doble de la masa obtenida para RCW 91B, aunque sigue siendo baja en comparación con otros cúmulos jóvenes y masivos nativos de nuestra Galaxia que albergan estrellas O similares (ver Sección 4.3).

4.3. Cúmulos estelares jóvenes en la Vía Láctea

A día de hoy, se ha establecido la idea de que la formación estelar en cúmulos es el principal modo de formación estelar masiva (Lada & Lada 2003, Rivilla et al. 2013, Motte et al. 2018). En este contexto, los cúmulos jóvenes representan laboratorios ideales para investigar la formación y evolución de estrellas masivas, y los procesos de retroalimentación que regulan su entorno. Los cúmulos jóvenes y masivos típicamente se refieren a los cúmulos con masas $M_{\text{cl}} \gtrsim 10^4 M_{\odot}$ y edades $\lesssim 100$ Myr (Portegies Zwart et al. 2010), y se cree que son los precursores de los cúmulos globulares que pueblan el bulbo y halo de las galaxias (Elmegreen & Efremov 1997, Knödseder 2000, Kruijssen 2015). Estos objetos conservan núcleos estelares densos ($n_0 \gtrsim 10^4 \text{ pc}^{-3}$), y pueden sobrevivir como estructuras gravitacionalmente ligadas durante cientos de Myr (de Grijs 2009, Bastian 2011). En nuestra Galaxia, podemos encontrar algunos prototipos como el cúmulo central de NGC 3603, Westerlund 1 o el cúmulo Arches (Portegies Zwart et al. 2010). No obstante, las campañas observacionales infrarrojas de la última década han revelado un creciente número de cúmulos jóvenes con masas intermedias ($M_{\text{cl}} < 10^4 M_{\odot}$) que albergan estrellas de tipo O (e.g. Davies et al. 2012, Marco & Negueruela 2017, Vargas-González et al. 2018, Borissova et al. 2019, Preibisch et al. 2021), los cuales presentan estructuras más irregulares, menores densidades centrales, y presumiblemente siguen la relación $m_{\text{max}} - M_{\text{cl}}$ (Weidner et al. 2010). Es importante destacar que los cúmulos jóvenes de baja masa ($M_{\text{cl}} \gtrsim 10^2 M_{\odot}$) siguen la relación $m_{\text{max}} - M_{\text{cl}}$ con una dispersión relativamente baja (Kirk & Myers 2012, Hsu et al. 2013, Yan et al. 2023). Para contextualizar los casos de RCW 91B y Lynga 3 dentro del panorama Galáctico, compilamos una muestra de cúmulos Galácticos jóvenes (edad < 10 Myr) de diversas masas ($\sim 10^2 - 10^5 M_{\odot}$) y que contengan al menos una estrella de tipo O2–O9.7. En la Tabla 4.3.1 se presenta la muestra de cúmulos jóvenes, ordenados según el valor de $\log M_{\text{cl}}$.

En la Tabla 4.3.1, el rango de edad considera la dispersión observada en la población estelar masiva en la mayoría de cúmulos, pero en algunos casos (como el cúmulo del Trapecio o Trumpler 14) también incluye la edad de la población PMS de baja masa. Asimismo, el valor de M_{cl} considera hasta estrellas de masa $\gtrsim 0.08 - 0.1 M_{\odot}$ en la función de masa actual. Además, el valor de m_{max} no siempre coincide con la estrella de tipo O mostrada, ya que algunos cúmulos (e.g. cúmulo Arches, DBS2003, NGC 3603) presentan estrellas de tipo WNh que son estrellas de secuencia principal más masivas que las estrellas de tipo O (e.g. Crowther & Walborn 2011, Clark et al. 2023). Adicionalmente, el valor de R fue calculado a partir de las coordenadas galácticas (l y b) y el valor de d , utilizando la fórmula definida en la Sección 2.3.6 para el radio Galactocéntrico. Sumado a esto, el valor de r_c fue reajustado según el valor de la distancia d más reciente para cada cúmulo (principalmente obtenidas del trabajo de Maíz Apellániz et al. 2025). En adición, el valor de α_{OB} corresponde a la pendiente de la función de masa actual para la región de estrellas masivas (el equivalente a $\alpha_{M>7M_{\odot}}$ de la Sección 4.2.2), que usualmente es más positiva en comparación con la pendiente determinada para la población de masa intermedia y baja (e.g. Harayama et al. 2008).

Cúmulo	Edad (Myr)	$\log M_{\text{cl}}$ ($M_{\odot}$)	$\log m_{\text{max}}$ ($M_{\odot}$)	d (kpc)	R (kpc)	r_c (pc)	$\log n_0$ (pc^{-3})	$\log \rho_0$ ($M_{\odot} \text{pc}^{-3}$)	α_{OB}	Estrella O – SpT	Ref.
W49	1 – 2	4.7 – 4.8	2.0 – 2.3	~ 11	7.53	...	...	...	...	W49nr1 – <i>O2-3.5 If*</i>	W14, W16
Arches	2 – 3	~ 4.5	1.9 – 2.2	~ 8	0.15	0.13	~ 3.9	5.3 – 5.6	–2.10	F18 – <i>O4-5 Ia+</i>	E09, C18a, H19, C23
Quintuple	3 – 5	~ 4.3	1.8 – 2.1	~ 8	0.15	0.62	...	3.7 – 4.3	–1.23	LHO 72 – <i>O5-6 Ib-III</i>	L10, L12, C18b, R19
DBS2003	2 – 5	3.8 – 4.4	$\gtrsim 1.9$	7.90	1.75	$\lesssim 1.2$	...	~ 3.1	–2.49	obj8 – <i>O4-O5 If</i>	Bo08, P09, Bo12
Westerlund 1	3 – 5	4.6 – 4.7	$\lesssim 1.8$	4.24	4.43	0.40	...	3.7 – 4.1	–1.60	W24 – <i>O9 Iab</i>	B08, N10, A17, MA25
NGC 3603	1 – 3	4.0 – 4.3	2.0 – 2.1	7.13	8.63	0.17	...	4.8 – 5.0	–2.06	MTT 68 – <i>O3 If*</i>	H08, C10, K16, MA25
Trumpler 16	3 – 4	$\gtrsim 4.0$	$\lesssim 2.0$	2.31	7.77	...	...	...	–2.27	ALS 15210 – <i>O3.5 If* Nwk</i>	W11, M12, MA20, MA25
Westerlund 2	0.5 – 2	$\gtrsim 3.9$	~ 1.9	4.44	8.26	0.20	~ 4.7	3.7 – 4.8	–2.09	MSP 183 – <i>O2 V((f*))z</i>	N08, P09, H15, Z21, MA25
Trumpler 14	0.5 – 2	3.6 – 4.0	1.8 – 2.0	2.36	7.78	0.11	$\lesssim 4.6$	$\lesssim 4.3$	–2.40	HD 93129 Ab – <i>O2 If*</i>	A07, S10, MA17, MA25
Bica 1	1 – 3	< 4.0	1.8 – 1.9	1.62	8.03	0.47	~ 1.9	< 1.6	–3.06	Cyg OB2-22A – <i>O3 If*</i>	K02, M05, W15, Be19, MA25
Bica 2	1 – 3	< 4.0	1.8 – 1.9	1.61	8.03	...	...	...	–3.06	Cyg OB2-7 – <i>O3 If*</i>	K02, M05, W15, Be19, MA25
NGC 6611	1 – 5	~ 3.9	~ 1.8	1.70	6.54	0.66	...	~ 2.5	–2.45	HD 168076 AB – <i>O4 IV(f)</i>	B06, W07, S23, MA25
Danks 1	1 – 3	~ 3.9	$\gtrsim 1.9$	3.48	6.76	0.17	...	~ 5.5	–2.40	D1-7 – <i>O4-6 I</i>	D12, C12, Bo19
NGC 6231	1 – 7	3.5 – 3.6	~ 1.6	1.55	6.68	1.20	~ 2.7	~ 2.3	–1.14	HD 152233 Aa – <i>O6 II(f)</i>	W13, D16, K17, MA25
IC 1805	1.5 – 4	~ 3.5	$\gtrsim 1.7$	2.08	9.73	0.83	~ 0.7	~ 1.0	–2.30	HD 15570 – <i>O4 If</i>	P09, P17, S17, MA25
Danks 2	2 – 6	~ 3.5	$\gtrsim 1.6$	2.61	6.97	0.36	...	~ 4.2	–2.38	D2-8 – <i>O6-8</i>	D12, C12, Bo19
Pismis 24	1 – 3	3.3 – 3.8	1.8 – 2.0	1.64	6.52	0.95	~ 1.7	...	–2.70	Pismis 24-1 A – <i>O3.5 If*</i>	MA07, M15, MA20, MA25
Trapezio	0.3 – 1	~ 3.3	$\gtrsim 1.5$	0.39	8.47	0.16	~ 4.2	~ 4.5	–2.20	θ^1 Ori C – <i>O7 f?p var</i>	H98, B14, MA25
Berkeley 90	1 – 3	$\lesssim 3.0$	≥ 1.7	2.74	8.36	...	...	...	–2.50	LS III +46 11 – <i>O3.5 If*</i>	M17, MA20, MA25
NGC 2362	1 – 6	$\gtrsim 2.7$	1.3 – 1.7	1.23	8.86	0.20	...	~ 2.2	–2.01	τ CMa Ab – <i>O9 III</i>	D05, D06, V14, MA25
IRAS 15408	2 – 5	~ 2.7	~ 1.6	2.40	6.29	1.01	...	...	–2.29	IRS1 – <i>O4 V</i>	R04, V18
Stock 18	0.3 – 1	~ 2.5	~ 1.4	2.91	9.84	0.24	~ 2.2	...	–1.80	LS I +64 11 – <i>O9 V</i>	MA24, MA25
σ Ori	1 – 5	$\gtrsim 2.1$	~ 1.3	0.40	8.49	0.42	~ 1.6	...	–1.70	σ Ori Aa – <i>O9.5 V</i>	C07, C08, P12
Lynga 3	1 – 8	$\lesssim 3.3$	$\gtrsim 1.7$	5.45	5.20	0.32	~ 2.0	~ 2.5	–2.15	304 – <i>O4 If</i>	Este trabajo
RCW 91B	0.5 – 2	$\lesssim 3.0$	1.7 – 2.0	4.93	5.31	0.06	~ 3.3	~ 4.9	–1.40	Sapaki – <i>O3 If*</i>	Este trabajo

Tabla 4.3.1: Muestra de cúmulos estelares jóvenes (< 10 Myr) en nuestra Galaxia que contengan al menos una estrella de tipo O.

Referencias. A07: [Ascenso et al. \(2007\)](#), A17: [Andersen et al. \(2017\)](#), B06: [Bonatto et al. \(2006\)](#), B08: [Brandner et al. \(2008\)](#), Bo08: [Borissova et al. \(2008\)](#), Bo12: [Borissova et al. \(2012\)](#), B14: [Balega et al. \(2014\)](#), Be19: [Berlanas \(2019\)](#), Bo19: [Borissova et al. \(2019\)](#), C07: [Caballero \(2007b\)](#), C08: [Caballero \(2007a\)](#), C10: [Crowther et al. \(2010\)](#), C12: [Chen   et al. \(2012\)](#), C18a: [Clark et al. \(2018a\)](#), C18b: [Clark et al. \(2018b\)](#), C23: [Clark et al. \(2023\)](#), D05: [Dahm \(2005\)](#), D06: [Damiani et al. \(2006\)](#), D12: [Davies et al. \(2012\)](#), D16: [Damiani et al. \(2016b\)](#), E09: [Espinoza et al. \(2009\)](#), H98 [Hillenbrand & Hartmann \(1998\)](#), H08: [Harayama et al. \(2008\)](#), H12: [Hur et al. \(2012\)](#), H15: [Hur et al. \(2015\)](#), K02: [Kn  dlseder et al. \(2002\)](#), K17: [Kuhn et al. \(2017\)](#), L10: [Liermann et al. \(2010\)](#), L12: [Liermann et al. \(2012\)](#), M05: [Mokiem et al. \(2005\)](#), MA07: [Ma  z Apellániz et al. \(2007\)](#), M12: [Madura et al. \(2012\)](#), M15: [Massi et al. \(2015\)](#), M17: [Marco & Negueruela \(2017\)](#), MA17: [Ma  z Apellániz et al. \(2017\)](#), MA20: [Ma  z Apellániz et al. \(2020\)](#), MA24: [Ma  z Apellániz et al. \(2024\)](#), MA25: [Ma  z Apellániz et al. \(2025\)](#), N08: [Naz   et al. \(2008\)](#), N10: [Negueruela et al. \(2010\)](#), P09: [Pfalzner \(2009\)](#), P12: [Pe  a Ramírez et al. \(2012\)](#), P17: [Panwar et al. \(2017\)](#), R04: [Roman-Lopes & Abraham \(2004\)](#), R19: [Rui et al. \(2019\)](#), S10: [Sana et al. \(2010\)](#), S15: [Simón-Díaz et al. \(2015\)](#), S17: [Sung et al. \(2017\)](#), S23: [Stoop et al. \(2023\)](#), V14: [de Vries et al. \(2014\)](#), V18: [Vargas-González et al. \(2018\)](#), W07: [Wolff et al. \(2007\)](#), W11: [Wolk et al. \(2011\)](#), W13: [Weidner et al. \(2013\)](#), W14: [Wu et al. \(2014\)](#), W15: [Wright et al. \(2015\)](#), W16: [Wu et al. \(2016\)](#), Z21: [Zeidler et al. \(2021\)](#).

Por otro lado, en el caso de los cúmulos Bica 1 y Bica 2, los valores de M_{cl} representan un límite superior si consideramos que la masa de cada cúmulo debe ser menor que la mitad de la masa total de Cyg OB2 ($\log M_{cl} \sim 4.2 - 4.4$), para lo cual suponemos que la función de luminosidad en ambos cúmulos es similar (Bica et al. 2003). Adicionalmente, en los cúmulos Bica 1, Pismis 24 y Stock 18, el valor de n_0 se determinó a partir de la Ecuación 2.3.7 con los valores reportados de r_c y Σ_0 en la literatura. En adición, en los cúmulos Trumpler 16, Bica 2 y Berkeley 90, los valores de r_c (y por ende n_0 y ρ_0) no están disponibles debido a que los cúmulos son demasiado dispersos como para ajustar perfiles de King/EFF, mientras que para el cúmulo W49 los autores simplemente no reportan dichos valores. Finalmente, en el cúmulo Stock 18 el valor de α_{OB} se estimó a partir de la razón entre el número observado ($n = 9$) y número esperado ($n = 2.7$) de estrellas masivas a partir de una IMF canónica, mientras que en el cúmulo Berkeley 90 el valor de α_{OB} se estimó a partir de las masas reportadas para estrellas O3.5–B3 (Tabla 6 de Marco & Negueruela 2017) y la técnica de intervalo de ancho variable (Sección 2.3.9).

Es importante recalcar que el valor de ρ_0 es muy sensible al método utilizado para calcularlo, que usualmente consiste en multiplicar n_0 por una masa promedio $\langle m \rangle$. El valor de $\langle m \rangle$ puede oscilar entre el valor esperado para una IMF canónica $\langle m \rangle = 0.36 M_\odot$ (Weidner & Kroupa 2004) utilizado por Ascenso et al. (2007) en Trumpler 14, hasta valores muy altos como $\langle m \rangle = 25.4 M_\odot$ utilizado por Espinoza et al. (2009) en el cúmulo Arches. Claramente, el valor de $\langle m \rangle$ depende de las características de la función de masa, además de su completitud hasta ~ 0.08 , razón por la cual es difícil derivar un valor confiable para RCW 91B y Lynga 3. Lo que se hizo para estos casos, fue calcular la masa total en un radio $r \leq r_c$ simplemente sumando las masas individuales asignadas con el algoritmo de asignación de masas, y dividir esta masa por el volumen (esférico) del núcleo: $4/3 \pi r_c^3$. Los valores de ρ_0 calculados para RCW 91B y Lynga 3 hay que utilizarlos con precaución, pues están “sesgados” por la baja estadística de objetos en la región nuclear de cada uno de estos objetos (especialmente en RCW 91B). En cualquier caso, para los demás cúmulos de la muestra se proporcionan los valores de n_0 y ρ_0 , según su disponibilidad.

4.3.1. Formación y evolución temprana

La formación de cúmulos jóvenes y masivos varía significativamente con el ambiente galáctico (Parmentier & Pfalzner 2013, Grudić et al. 2023). Por ejemplo, en regiones de alta densidad de gas el valor de la SFE puede crecer hasta en un factor $\times 3$ (Ginsburg & Kruijssen 2018, Polak et al. 2024b). De hecho, las simulaciones hidrodinámicas predicen que los cúmulos masivos ($10^4 M_\odot$) se forman preferentemente cerca de la barra galáctica y los brazos espirales internos (Ali et al. 2023), especialmente en la CMZ debido a las condiciones extremas del entorno que favorecen la formación de estructuras masivas (Barnes et al. 2017). En nuestra muestra de cúmulos jóvenes, podemos observar que los cúmulos con menores radios galactocéntricos (Arches, Quintuple y DBS2003) tienden a sobrepasar la barrera de los $10^4 M_\odot$ y a albergar estrellas muy masivas ($> 100 M_\odot$). En cambio, en el disco más externo y las regiones entre brazos es más difícil encontrar cúmulos jóvenes que superen los $10^4 M_\odot$, aunque abundan los cúmulos jóvenes de masa intermedia que albergan estrellas de tipo O7 o más tempranas. Esta dicotomía refleja diferencias fundamentales en la eficiencia de formación estelar local: mientras que las simulaciones indican que un SFE $\gtrsim 30 \%$ es necesario para la supervivencia de cúmulos ligados tras la expulsión gaseosa instantánea, eficiencias menores ($10 - 20 \%$) pueden generar cúmulos *leaky* que se expanden

rápidamente y pierden el 80 – 90 % de su masa inicial en los primeros 20 Myr de vida (Geyer & Burkert 2001, Pfalzner 2011, Pfalzner & Kaczmarek 2013).

Por un lado, Barnes et al. (2019) realizaron observaciones en ondas de radio con ALMA de dos nubes precursoras de cúmulos jóvenes y masivos en el centro Galáctico (como Arches o Quintuple), las cuales revelaron que el mecanismo de cinta transportadora podría estar operando en esta región, dado que las estrellas se están formando continuamente dentro de núcleos densos mientras que simultáneamente las nubes experimentan un colapso gravitatorio global, hasta que todo el gas haya sido convertido en estrellas o se haya disipado. A su vez, Kuwahara et al. (2021) presentaron mapas de CO de alta resolución que sugieren que el mecanismo de colisión entre nubes indujo la formación del cúmulo DBS2003 (y posiblemente Westerlund 2 y NGC 3603), debido a los “puentes” observados en diagramas de velocidad y el calentamiento radiativo (20 – 50 K) de las nubes ocasionadas por el cúmulo formado luego de la colisión entre nubes. Por otro lado, Rivilla et al. (2013) examinaron la distribución de estrellas PMS en el cúmulo del Trapecio y sugirió que la acreción competitiva fue responsable de su formación, basándose en que la acumulación de estrellas de baja masa alrededor de la estrella más masiva (θ^1 Ori C) genera un pozo de potencial local capaz de canalizar el gas hacia esta estrella. Sumado a esto, Caballero-Nieves et al. (2020) realizaron observaciones infrarrojas de alta resolución de las estrellas masivas en Cyg OB2 y sugirió que los mecanismos basados en acreción (como la acreción competitiva) pueden haber actuado en esta región, ya que permitiría explicar la alta multiplicidad y jerarquía observada en las estrellas masivas. En conjunto, estos ejemplos ilustran que la formación estelar masiva en cúmulos no sigue un único mecanismo, sino que está fuertemente modulada por las condiciones locales del medio interestelar, de forma que pueden operar de forma aislada o conjunta en las diferentes regiones de nuestra Galaxia (Zinnecker & Yorke 2007, Tan et al. 2014, Motte et al. 2018).

El momento en que se forman las estrellas masivas también juega un rol importante en la arquitectura final de cúmulos estelares (Lewis et al. 2023). Algunas simulaciones han mostrado que estrellas moderadamente masivas ($M > 50 M_{\odot}$) que se forman tempranamente pueden disminuir la SFE de la nube parental en un factor ~ 3 , promueve la formación de sub-cúmulos aislados e inhibe su ensamblaje jerárquico en un cúmulo masivo central (Wall et al. 2020, Fukushima & Yajima 2022, Lewis et al. 2023). Además, algunos estudios observacionales han revelado que la pre-existencia de cúmulos de estrellas de baja masa constituyen un ingrediente fundamental para la formación de estrellas masivas (Rivilla et al. 2013, 2014), produciendo así cúmulos estelares densos que exhiben segregación de masa (en acuerdo con la acreción competitiva). Por ende, esta dualidad temporal sugiere que los cúmulos de nuestra muestra con evidencia de segregación de masa primordial (como aquellos con densidades centrales altas y radios compactos) representan casos donde la formación secuencial desde poblaciones de baja masa hacia estrellas masivas operó eficientemente, mientras que aquellos con estructuras más expandidas posiblemente experimentaron la formación temprana de sus estrellas masivas, las cuales suprimieron el ensamblaje jerárquico posterior (Kuhn et al. 2015, Vázquez-Semadeni et al. 2017, Guszejnov et al. 2022, Zhang et al. 2025).

Igualmente, la relación masa-radio ($M_{cl} - r_h$) observada en cúmulos estelares jóvenes proporciona información fundamental sobre sus condiciones iniciales y su evolución temprana (Pfalzner 2020). En este caso, r_h se refiere al radio que contiene la mitad de la masa del cúmulo, el cual se relaciona con el radio nuclear r_c a través de la expresión

$r_h = k \times r_c$ (el valor de k oscila entre $\sim 1.4 - 50$, Hurley 2007). El trabajo de Pfalzner et al. (2016) determinó que los cúmulos embebidos siguen una relación $M_{cl} \propto r_h^\gamma$ con $\gamma \sim 1.7$, que es sorprendentemente similar a la relación masa-radio observada en grumos moleculares de nuestra Galaxia (Urquhart et al. 2014). Por otra parte, Zhou et al. (2024) determinaron que el valor $\gamma \sim 1.7$ en realidad refleja cúmulos jóvenes en expansión que evolucionan a partir de una relación masa-radio inicial con $\gamma \sim 6 - 11$ (Marks & Kroupa 2012). Este panorama sugiere que los cúmulos de nuestra muestra con núcleos compactos ($r_c < 0.2$ pc) como el cúmulo Arches, NGC 3603 o RCW 91B conservan mayor “memoria” de sus condiciones iniciales de formación, mientras que aquellos con radios nucleares mayores ($r_c > 0.2 - 0.3$ pc) como el cúmulo Quíntuple, Bica 1 o Lynga 3 han experimentado una expansión significativa, reflejando diferentes eficiencias de formación estelar e historias de expulsión gaseosa durante su evolución temprana.

4.3.2. Relación $m_{\max} - M_{cl}$

Una pregunta aún abierta en la astrofísica, es la forma en que se muestrea las masas estelares de una IMF. A grueso modo, se puede dividir en dos grandes métodos: muestreo estocástico y muestreo óptimo. Si el proceso de formación estelar es sensible a las condiciones iniciales del medio interestelar, entonces el muestreo estocástico es una aproximación razonable para reproducir las observaciones. En cambio, si el proceso de formación estelar está altamente influenciado por la retroalimentación de estrellas cercanas, entonces las estrellas formadas en un único evento siguen óptimamente la IMF. El muestreo óptimo permite explicar algunos fenómenos observacionales, como la ausencia de estrellas masivas en galaxia enanas con una baja tasa de formación estelar (e.g. Yan et al. 2017) o la relación masa-metalicidad observada en las galaxias (e.g. Köppen et al. 2007). La relación $m_{\max} - M_{cl}$ es consecuencia del muestreo óptimo y del mecanismo de acreción competitiva, y permite reproducir de buena manera los datos observacionales de cúmulos estelares jóvenes en nuestra Galaxia (e.g. Weidner & Kroupa 2006, Weidner et al. 2010, Yan et al. 2023).

En la Figura 4.3.1 se presenta la relación $m_{\max} - M_{ecl}$ construida por Yan et al. (2023) a partir de simulaciones de cúmulos estelares jóvenes, así como también la muestra de cúmulos jóvenes de la Tabla 4.3.1. En este caso, la relación considera la masa del cúmulo embebido (M_{ecl}) que no es exactamente igual a la masa actual del cúmulo (M_{cl}), pero estos valores no difieren demasiado cuando consideramos cúmulos estelares jóvenes (< 5 Myr). Además, las simulaciones de Yan et al. (2023) consideran un muestreo estocástico y un muestreo óptimo de la IMF, los cuales se presentan en diferentes paneles de la Figura 4.3.1. Por una parte, las simulaciones con muestreo estocástico son consistentes con los parámetros derivados para RCW 91B y Lynga 3, y en general reproduce bien las observaciones de cúmulos con masas $M_{ecl} < 10^3 M_\odot$, aunque vemos que 7 cúmulos de nuestra muestra con $M_{ecl} > 10^3 M_\odot$ (Trapezio, NGC 6611, NGC 6231, Danks 2, Bica 1, Bica 2 y Westerlund 1) quedan fuera de 1σ de la distribución de los valores simulados. Pese a ello, estos cúmulos serían parte de la distribución si relajamos los límites a $2 - 3\sigma$ de desviación estándar. Por otra parte, las simulaciones con muestreo estadístico representan mucho mejor nuestra muestra de cúmulos jóvenes, con la mayoría encontrándose dentro de $1 - 2\sigma$ de la distribución. La excepción es Westerlund 1, cuyo caso se puede explicar si consideramos que la edad del cúmulo (> 3 Myr) es suficiente para ya haber extinguido las estrellas más masivas ($> 50 - 60 M_\odot$) que se pudieron haber formado anteriormente en el cúmulo. Lynga 3 sigue muy de cerca el promedio de la distribución, mientras que RCW 91

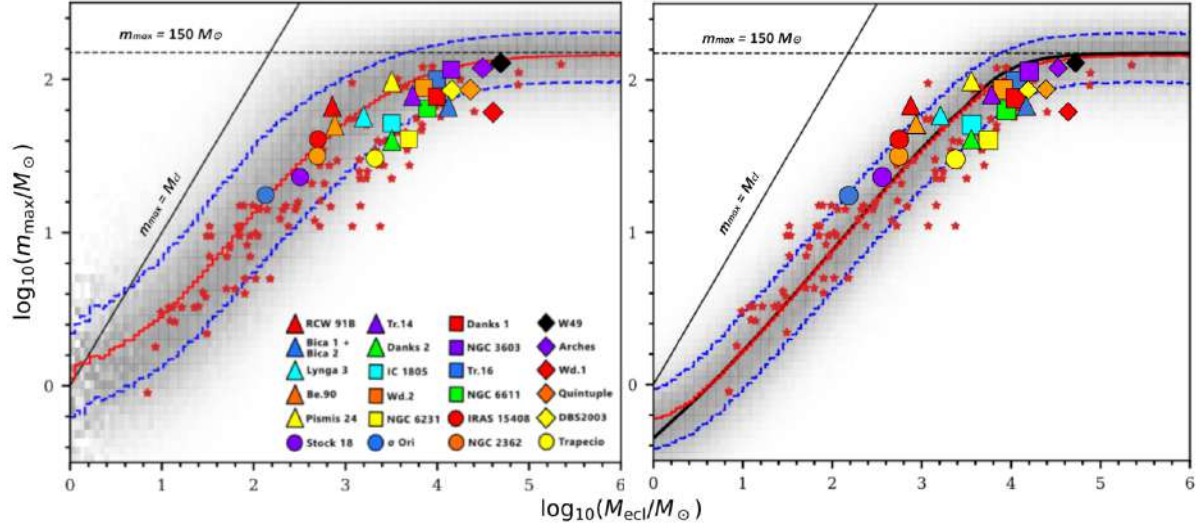


Figura 4.3.1: Relación $m_{\max} - M_{\text{ecl}}$. Las estrellas rojas representan los datos observacionales de cúmulos jóvenes (edad < 3 Myr) presentes en la Tabla A1 de Yan et al. (2023). El mapa de densidad gris representan simulaciones de 10^6 cúmulos jóvenes para una IMF estocástica (*panel izquierdo*) y una IMF determinista (*panel derecho*), en donde las líneas rojas y azules representan el valor $m_{\max}$ promedio y una desviación de 1σ de los parámetros simulados, respectivamente. El mapa de densidad considera las incertidumbres observacionales simuladas para cada cúmulo. Los símbolos coloreados representan los cúmulos jóvenes de la Tabla 4.3.1. Notar que los ejes están invertidos con respecto a la Figura 1.3.6. Créditos de Imagen: Yan et al. (2023), Figuras 2 y 5.

queda dentro de $2 - 3\sigma$ de la distribución, por lo que ambos casos son consistentes con un muestreo óptimo de la IMF. La gran mayoría de cúmulos jóvenes ($> 90 - 95\%$) siguen de cerca la relación $m_{\max} - M_{\text{ecl}}$, por ende la formación estelar sería un proceso determinista, que depende de las condiciones ambientales y que se regula a sí mismo (Vanbeveren 1982, Weidner et al. 2013, Yan et al. 2017, Yan et al. 2023). Pese a ello, debido a los casos de otras estrellas masivas aisladas del Grupo Local (Sección 3.3), no podemos descartar en su totalidad el muestreo estocástico de la IMF.

4.4. Conclusión

Mecanismos de formación estelar masiva en Lynga 3

Los resultados presentados sobre Lynga 3 revelan tres características principales que requieren su explicación dentro del marco de los mecanismos de formación estelar masiva:

- Lynga 3 es un cúmulo estelar muy joven (< 10 Myr) y de masa intermedia ($M_{\text{cl}} \lesssim 2 \times 10^3 M_{\odot}$) que alberga múltiples estrellas masivas de diferentes edades, incluyendo una estrella O4 If central.
- El cúmulo presenta una población moderada de estrellas OB ($\Sigma_{\text{OB}} = 0.5$) con evidencia de múltiples episodios de formación estelar (~ 2 Myr y ~ 6 Myr).
- El cúmulo presenta una población de estrellas MS concentradas hacia el centro del cúmulo, así como una población de estrellas PMS de menor masa distribuidas en un

halo más extendido.

- Existe evidencia de una “cinemática caliente” con múltiples estrellas candidatas a *runaway/walkaway*, sugiriendo una evolución dinámica violenta en la historia temprana del cúmulo (*mortalidad de infantes*).
- Para estrellas masivas ($M > 7 M_{\odot}$), la pendiente $\alpha_{(M>7M_{\odot})} = -2.15 \pm 0.20$ (considerando 2 Myr) es consistente con una función de Salpeter, apoyando un muestreo óptimo de la IMF y consistente con la relación $m_{\max} - M_{\text{ecl}}$.

Las características observadas en la población estelar masiva y no masiva de Lynga 3, son consistentes con un escenario donde las estrellas masivas se formaron mediante acreción preferencial en el pozo de potencial más profundo del cúmulo protoestelar (acreción competitiva). Por otro lado, la baja densidad central calculada ($n_0 \lesssim 10^2 \text{ pc}^{-3}$) descarta que la coalescencia estelar haya sido relevante en la formación de las estrellas más masivas del cúmulo. Es improbable que el colapso monolítico haya jugado un rol importante en la formación de estrellas masivas en el cúmulo.

Los múltiples episodios de formación estelar observados en Lynga 3 sugieren que los mecanismos a gran escala operaron de manera intermitente pero eficiente:

- El mecanismo de cinta transportadora podría haber operado en múltiples fases, permitiendo episodios sucesivos de formación estelar separados por ~ 4 Myr, con el gas siendo canalizado continuamente hacia el centro del cúmulo.
- El escenario de colisión entre nubes podría explicar los diferentes eventos de formación estelar, donde múltiples colisiones o una colisión prolongada indujo la formación estelar en diferentes épocas.
- La retroalimentación de las estrellas masivas de primera generación (~ 6 Myr) pudo haber regulado temporalmente la formación estelar, antes de que nuevas condiciones permitieran un segundo evento de formación estelar más reciente (~ 2 Myr).

Evolución dinámica temprana y mortalidad de infantes

La evidencia observacional sugiere que Lynga 3 experimentó una fase de evolución dinámica violenta que resultó en la expulsión de una fracción significativa de sus miembros originales. La “cinemática caliente” observada, con múltiples candidatos a estrellas *runaway/walkaway*, es consistente con el fenómeno de “mortalidad de infantes” causado por la rápida expulsión del gas residual durante los primeros ~ 5 Myr de vida del cúmulo. Los parámetros estructurales derivados ($r_c = 0.32 - 0.47 \text{ pc}$ y $n_0 \lesssim 10^2 \text{ pc}^{-3}$) sugieren que Lynga 3 corresponde a un cúmulo tipo *leaky* que sobrevivió a este proceso destructivo, posiblemente debido a una eficiencia de formación estelar moderadamente alta (SFE $\gtrsim 30\%$). En este sentido, Lynga 3 se adhiere a los casos de cúmulos jóvenes en proceso de expansión y disolución gradual, donde se espera que pierda el $\sim 80 - 90\%$ de su masa original durante los primeros 20 Myr de vida, a diferencia de los cúmulos más densos y masivos que pueden mantenerse gravitacionalmente estables por decenas o cientos de Myr.

Capítulo 5

Conclusiones finales y perspectiva a futuro

5.1. Conclusiones finales

En esta Tesis, realizamos un estudio detallado de la población estelar masiva y no masiva en dos grupos del Complejo RCW 91 (RCW 91B y Lynga 3), con el objetivo de vincular nuestros resultados con las predicciones observacionales de los principales mecanismos de formación estelar masiva. Basado nuestro análisis, podemos concluir lo siguiente con respecto a los tres principales mecanismos de formación estelar masiva:

1. **Colapso monolítico** — Este mecanismo tiene respaldo observacional en la detección estrellas O aparentemente aisladas (e.g. [de Wit et al. 2004](#), [Oskinova et al. 2013](#), [Roman-Lopes et al. 2016](#), [Zarricuela Plaza et al. 2023](#)), que representan $\lesssim 1 - 5\%$ de la población estelar masiva en nuestra Galaxia. No obstante, subsecuentes estudios con mejor instrumentación y métodos de análisis, de a poco han ido descartando que estos objetos estén totalmente aislados, puesto que en algunos casos corresponden a estrellas *runaway/walkaway* que fueron eyectadas de un cúmulo cercano (e.g. [de Wit et al. 2005](#), [Carretero-Castrillo et al. 2023](#)) y en otros casos representan la “punta del iceberg” de un cúmulo compacto (y en muchas ocasiones, embebido) con estrellas PMS de baja masa coetáneas con el objeto masivo (e.g. [Stephens et al. 2017](#), [Vargas-Salazar et al. 2020](#)). El caso de la estrella Sapaki cuadra mejor con este segundo escenario, puesto que corresponde a una estrella moderadamente masiva ($M > 50 M_{\odot}$) que forma parte de un cúmulo muy joven ($0.5 - 2$ Myr) y de masa intermedia-baja ($M_{cl} \lesssim 10^3 M_{\odot}$) en la región RCW 91B. De esta forma, el colapso monolítico parece ser incompatible con el panorama actual de la formación estelar masiva, dado que las estrellas O de campo no se forman *totalmente aisladas*. Pero, no podemos descartar este mecanismo en su totalidad debido a algunos candidatos a estrellas masivas aisladas (ver Tabla 3.3.1), además de los recientes descubrimientos con ALMA de candidatos a núcleos pre-estelares de alta masa (e.g. [Nony et al. 2023](#), [Mai et al. 2024](#), [Vaille-Manet et al. 2025](#)). En este aspecto, este mecanismo sería responsable por la formación de $\ll 1\%$ de la población estelar OB de una galaxia.

2. **Acreción competitiva** – Este escenario emerge como uno de los mecanismos más importantes en nuestra Galaxia, pues permite justificar la formación de cúmulos que (en su gran mayoría) siguen la relación $m_{\text{max}} - M_{\text{cl}}$ (Yan et al. 2023), el alto porcentaje ($> 80\%$) de sistemas múltiples en la estrellas masivas (Offner et al. 2023), la moderada fracción ($> 25\%$) de estrellas masivas *runaway* (Carretero-Castrillo et al. 2023) y la existencia de estrellas muy masivas ($> 100 M_{\odot}$) en el centro de cúmulos muy jóvenes (Vink et al. 2015). Pues bien, el caso de Lynga 3 encaja con las predicciones de este mecanismo, aunque con algunas variaciones de las condiciones iniciales que permitan explicar su morfología de cúmulo *leaky*, debido a su edad ($1 - 8$ Myr) y masa intermedia ($M_{\text{cl}} \lesssim 2 \times 10^3 M_{\odot}$). En este sentido, si consideramos las posibles variaciones de este mecanismo, como la acreción regulada por flujos de salida (Wang et al. 2010) o la inanición inducida por fragmentación (Peters et al. 2010b), entonces la acreción competitiva permitiría explicar la vasta fauna de regiones de formación estelar de nuestra Galaxia (e.g. Sana et al. 2010, Rivilla et al. 2014). Aunque, debemos recordar que este mecanismo opera en una escala relativamente pequeña, por lo que los mecanismos a gran escala también podrían influir en el resultado final de la acreción competitiva, dando lugar así a las diferencias observadas en algunos parámetros observacionales como Σ_{OB} , M_{cl} , ρ_0 , etc. Cabe añadir que, observaciones recientes con ALMA de protocúmulos embebidos en grumos moleculares, parecen confirmar que los mecanismos derivados de la acreción competitiva dominan la formación de estrellas masivas (e.g. Zhang et al. 2021, Das et al. 2024, Morii et al. 2024, Yang et al. 2025).
3. **Coalescencia estelar** – Este exótico mecanismo surge como un complemento a la acreción competitiva para explicar la formación de estrellas muy masivas ($M > 100 M_{\odot}$) observadas en el centro de cúmulos estelares densos (Vink et al. 2015). No obstante, la densidad numérica observada en el núcleo de cúmulos jóvenes ($< 10^6 \text{ pc}^{-3}$) no alcanzan las densidades requeridas ($\gtrsim 10^7 \text{ pc}^{-3}$) para que las colisiones sean relevantes durante el período de formación de estrellas masivas (Moeckel & Clarke 2011). En particular, en el caso de Lynga 3 es improbable que haya actuado este mecanismo debido a la baja densidad central ($\sim 10^2 \text{ pc}^{-3}$). Similarmente, en el caso de RCW 91B y la estrella Sapaki se obtiene un valor moderadamente bajo de la densidad central ($\sim 2 \times 10^3 \text{ pc}^{-3}$), pero no descartamos que este valor pueda aumentar con futuros censos fotométricos más profundos. En todo caso, no podemos descartar la coalescencia como una posible vía para formar un porcentaje muy bajo ($\lesssim 0.1\%$) de estrellas masivas (Dale & Davies 2006). Inclusive algunos estudios afirman que la coalescencia podría ser incluso un mecanismo más importante de lo que se puede pensar a priori (e.g. Rivilla et al. 2014, Rose et al. 2023). Es más, recientemente se ha postulado que la coalescencia de estrellas masivas podría ser el principal mecanismo que origina los campos magnéticos a gran escala de estos objetos (Schneider et al. 2019, Frost et al. 2024), aunque aún desconocemos si este mecanismo actúa durante el proceso de formación de las estrellas masivas o es relevante en etapas evolutivas un poco más avanzadas (cuando ya están en la secuencia principal). Es posible que la coalescencia haya sido relevante en la formación de estrellas muy masivas (Población Tipo III) en el Universo temprano (e.g. Hirano & Bromm 2017, Boekholt et al. 2018, Reinoso et al. 2018).

No hay que olvidar que estos mecanismos operan dentro del marco más amplio de los mecanismos de formación estelar a gran escala (Tabla 1.3.1), en donde fenómenos externos como la turbulencia de las nubes moleculares, la formación jerárquica de estructuras y la retroalimentación estelar, establecen las condiciones iniciales para la formación de estrellas masivas (Motte et al. 2018). El Complejo RCW 91 forma una estructura a gran escala (> 10 pc para $d \sim 5$ kpc) que está constituida por los cúmulos RCW 91B y Lynga 3, así como también estructuras filamentosarias que recuerdan a la morfología filamentos-*hub* observada en otras regiones de formación estelar masiva (e.g. Treviño-Morales et al. 2019, Liu et al. 2021, Seshadri et al. 2024), aunque en una fase un poco más evolucionada debido a la retroalimentación de las estrellas masivas en la región. En este sentido, el paradigma unificado de filamentos a cúmulos (Kumar et al. 2020) permite explicar a las características observadas en el Complejo RCW 91 si consideramos que RCW 91B y Lynga 3 forman parte de una estructura jerárquica a gran escala (debido a la similar distancia, extinción, velocidad radial y edad). De esta forma, el *hub* sería la región central del Complejo RCW 91 que incluye RCW 91B y Lynga 3, y las estructuras filamentosarias que conectan con el *hub* y lo alimentan constantemente de material. Además, proporcionaría una explicación a la baja masa observada (M_{cl}), pues en este caso la IMF realmente debe considerar a todas las estrellas masivas del *hub* y a las estrellas no masivas formadas recientemente en el complejo. Aunque, los cúmulos RCW 91B y Lynga 3 serían parte de una *asociación* estelar, tal como lo que ocurre con Cyg OB2 y sus cúmulos Bica 1 y Bica 2. Aunque, en el paradigma filamentos a cúmulos, la masa de la estrella más masiva también depende del número y masa de los filamentos que conectan con el *hub*, lo que deberá ser evaluado en futuros estudios del Complejo RCW 91. Por otro lado, el colapso global jerárquico (Vázquez-Semadeni et al. 2019) también ofrece explicación a lo observado en el Complejo RCW 91, aunque este mecanismo también predice una aceleración de la tasa de formación estelar debido al colapso a gran escala, algo que debe ser confirmado en RCW 91B y Lynga 3 con mediciones rigurosas de este parámetro. Sumado a esto, la colisión entre nubes moleculares (Inoue & Fukui 2013) puede haber desencadenado la compresión de gas necesaria para formar el sistema filamentos-*hub*, estableciendo así el marco dinámico inicial para la posterior evolución jerárquica del Complejo RCW 91. Finalmente, otros factores externos como el paso de cúmulos globulares del halo a través del disco galáctico (Wallin et al. 1996) o las fusiones entre galaxias (Lambas et al. 2012) también pueden proporcionar las perturbaciones iniciales necesarias para desencadenar la formación estelar, conectando así la formación estelar masiva local con la dinámica galáctica global.

A modo de reflexión final, nuestro entendimiento actual de la formación estelar masiva se sustenta en la vasta cantidad de estudios observacionales y simulaciones, pero esa misma diversidad puede ser difícil de comprender. Los múltiples paradigmas que tratan de explicar la formación estelar masiva, reflejan la naturaleza compleja y multiescala de este proceso. En este contexto, casos de estudio como el Complejo RCW 91 (y sus cúmulos) son fundamentales no solo por sus características, sino porque ejemplifican una transición entre diferentes fases y mecanismos, proporcionando así laboratorios naturales donde contrastar y refinar nuestros modelos teóricos en el camino hacia una teoría unificada de la formación estelar masiva.

5.2. Perspectiva a futuro

Los resultados presentados en este trabajo de Tesis dejan margen a futuras investigaciones sobre el Complejo RCW 91 y los mecanismos de formación estelar masiva. A continuación, se presentan algunas líneas de trabajo que pueden contribuir positivamente a los resultados presentados en esta Tesis:

1. **Imágenes infrarrojas de HAWK-I** — La noche del 17/06/2025 se obtuvo fotometría infrarroja (bandas J , H y K_S) de RCW 91 con el instrumento HAWK-I montado en el VLT-UT4 del Observatorio Paranal, Chile. La resolución angular alcanzada con HAWK-I es $\sim 0.2 - 0.3''$, que representa una mejora de un factor $\times 3 - 4$ con respecto a los datos de VVPSF (ver Figura C.23). Las observaciones fueron desarrolladas para alcanzar una magnitud límite $K_S \sim 18.4$ mag, que para la distancia ($d \sim 5$ kpc) y extinción ($A_V \sim 8$ mag) de Sapaki, corresponden a estrellas de masa $0.17 - 0.64 M_\odot$ para isócronas PARSEC de $1 - 8$ Myr. Asimismo, se observó una región de control a una latitud galáctica similar a RCW 91, muy cerca de la región de Control 1 utilizada para la descontaminación estadística del CMD. En este caso, queda como trabajo futuro realizar la reducción y calibración de las imágenes de HAWK-I, luego realizar la fotometría de PSF sobre las imágenes procesadas, después repetir el análisis de la Sección 3.1.3 para descontaminar el CMD de RCW 91B y finalmente estimar la función de masa estelar hasta un límite $\gtrsim 0.5 M_\odot$.
2. **Datos de archivo adicionales** — Los datos de archivo en el infrarrojo lejano y en ondas de radio proporcionan información sobre las propiedades del polvo y gas que constituyen el Complejo RCW 91. Por un lado, las imágenes del satélite Herschel en el infrarrojo lejano ($70 - 500 \mu\text{m}$) permiten construir mapas de densidad de columna y temperatura del polvo mediante un ajuste de cuerpo negro píxel a píxel (e.g. Schisano et al. 2020), con una escala de $5 - 36''$ ($0.12 - 0.87$ pc para una distancia de 5 kpc) según la longitud de onda. Por otro lado, los datos en ondas de radio de diferentes censos como el *Sydney University Molonglo Sky Survey* (SUMSS, Bock et al. 1999) en 843 MHz o el *Southern Galactic Plane Survey* (SGPS, McClure-Griffiths et al. 2005) en la línea de hidrógeno 21 cm, nos permiten estudiar la distribución del gas ionizado y neutro, respectivamente, aunque con una resolución mayor de $40 - 120''$ ($0.97 - 2.91$ pc para una distancia de 5 kpc). Por último, el reciente censo *SARAO MeerKAT Galactic Plane Survey* (SMGPS, Goedhart et al. 2024) provee observaciones en 1 GHz de resolución $8''$ con un potencial tremendo para el estudio de estructuras extendidas y fuentes de radio compactas en el Complejo RCW 91. La revisión y posterior análisis de estos datos es fundamental para establecer si la región presenta una morfología tipo filamentos-*hub*, derivar valores de ρ_0 que contemplen tanto la masa estelar como la masa del gas, e incluso estimar de manera más precisa la edad de RCW 91B.
3. **Modelos de atmósferas estelares** — El uso de modelos atmosféricos como FASTWIND (Santolaya-Rey et al. 1997) o CMFGEN (Hillier & Miller 1998), junto con algoritmos estadísticos de ajuste (e.g. Simón-Díaz et al. 2014), permite realizar un análisis cuantitativo de los espectros observados y estimar algunos parámetros estelares como T_{eff} y $\log g$. Además, se pueden combinar modelos de estrellas individuales para (intentar) reproducir el espectro de las posibles estrellas binarias, como la fuente T304 cuyo tipo espectral individual (O4 If) no permite

explicar la presencia de fuertes líneas de absorción de N V $\lambda\lambda 4604$ -20 y la intensa emisión de N IV $\lambda 4058$, sugiriendo una compañera de tipo $\sim O3.5$. De esta forma, se obtiene una forma alternativa para estimar la edad de las estrellas OB en el Complejo RCW 91, que es fundamental a la hora de asignar sus masas actuales e iniciales, y en última instancia para la construcción de la función de masa estelar en RCW 91B y Lynga 3 (al menos, en el límite de alta masa).

4. **Gaia DR4** – Como vimos en la Tabla D.5, las velocidades peculiares tangenciales pueden variar significativamente si utilizamos Gaia DR2 o Gaia DR3, llevando a que algunas estrellas OB sean clasificadas como *runaway* con un set de datos y no con el otro, como por ejemplo la fuente S26 en RCW 91B. En este aspecto, Gaia DR4 (esperado para finales del año 2026) traerá una mejora significativa en la precisión con respecto a Gaia DR3, pues se basará en 66 meses de observaciones para obtener astrometría y fotometría de alta calidad para $\sim 2 \times 10^9$ fuentes en el cielo. Además, el uso de un datoducto especializado para regiones de alta densidad estelar y la liberación de datos de época individuales, provee nuevas herramientas para caracterizar el contenido estelar del Complejo RCW 91, especialmente la población estelar binaria gracias a los datos multiépoca. Por ende, vale la pena volver a analizar la población estelar del Complejo RCW 91, pero con los futuros datos de Gaia DR4.

Además de los puntos mencionados, existen otras vías para enriquecer el estudio del Complejo RCW 91. Por ejemplo, la obtención de espectroscopía multiépoca nos permitirá monitorear la velocidad radial de Sapaki y establecer si es un sistema múltiple o no, aunque primero debemos realizar pedidos de tiempo a los observatorios que posean los instrumentos adecuados. Por otro lado, el análisis detallado de las DIBs en los espectros ópticos e infrarrojos puede aportar información complementaria sobre las propiedades físicas del medio interestelar, como la extinción, cinemática o densidades de columna en la línea de visión (e.g. [van Loon et al. 2009](#)). Por último, futuros proyectos como el *Legacy Survey of Space and Time* (LSST, [Ivezić et al. 2019](#)) en el óptico, *Spectro-Photometry for the History of the Universe, Epoch of Reionization and Ices Explorer* (SPHEREx, [Bock & Sphex 2025](#)) en el infrarrojo cercano, o el *Square Kilometre Array* (SKA, [Labate et al. 2022](#)) en ondas de radio, aportarán una visión complementaria del Complejo RCW 91, a su vez que permitirá contrastar con las demás regiones de formación estelar masiva en nuestra Galaxia. En conclusión, se esperan avances tremendos en la próxima década para el campo de la astrofísica estelar, pues nuestro entendimiento de los procesos de formación estelar (masiva) se está adaptando y consolidando en un paradigma más sólido, gracias a las nuevas capacidades observacionales y a las simulaciones que cada vez son más sofisticadas, lo cual nos permite abordar el tema desde múltiples perspectivas.

Bibliografía

- Ahmad, A., González, M., Hennebelle, P., & Commerçon, B. 2023, *A&A*, 680, A23
- Albacete Colombo, J. F., Flaccomio, E., Micela, G., Sciortino, S., & Damiani, F. 2007, *A&A*, 464, 211
- Aleman, I. & Gruenwald, R. 2011, *A&A*, 528, A74
- Ali, A. A., Dobbs, C. L., Bending, T. J. R., Buckner, A. S. M., & Pettitt, A. R. 2023, *MNRAS*, 524, 555
- Alonso-García, J., Saito, R. K., Hempel, M., et al. 2018, *A&A*, 619, A4
- Anders, F., Khalatyan, A., Chiappini, C., et al. 2019, *A&A*, 628, A94
- Anders, F., Khalatyan, A., Queiroz, A. B. A., et al. 2022, *A&A*, 658, A91
- Andersen, M., Gennaro, M., Brandner, W., et al. 2017, *A&A*, 602, A22
- Anderson, L. D., Bania, T. M., Balser, D. S., et al. 2014, *ApJS*, 212, 1
- Andre, P. & Montmerle, T. 1994, *ApJ*, 420, 837
- Apellániz, J. M., Sota, A., Morrell, N. I., et al. 2013, The Galactic O-Star Spectroscopic Catalog (GOSC) and Survey (GOSSS): first whole-sky results and further updates
- Areal, M. B. 2022, Estudio multiespacial y multiespectral de la formación estelar y su impacto en el medio interestelar, PhD thesis, Universidad de Buenos Aires
- Arias, J. I., Walborn, N. R., Simón Díaz, S., et al. 2016, *AJ*, 152, 31
- Ascenso, J., Alves, J., Vicente, S., & Lago, M. T. V. T. 2007, *A&A*, 476, 199
- Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Demleitner, M., & Andrae, R. 2021, *AJ*, 161, 147
- Balega, Y. Y., Chentsov, E. L., Leushin, V. V., Rzaev, A. K., & Weigelt, G. 2014, *Astrophysical Bulletin*, 69, 46
- Balona, L. & Crampton, D. 1974, *MNRAS*, 166, 203
- Banyard, G., Sana, H., Mahy, L., et al. 2022, *A&A*, 658, A69
- Barnes, A. T., Longmore, S. N., Avison, A., et al. 2019, *MNRAS*, 486, 283
- Barnes, A. T., Longmore, S. N., Battersby, C., et al. 2017, *MNRAS*, 469, 2263
- Bastian, N. 2011, in *Stellar Clusters & Associations: A RIA Workshop on Gaia*, 85–97
- Bastian, N., Covey, K. R., & Meyer, M. R. 2010, *ARA&A*, 48, 339

- Bastian, N. & Goodwin, S. P. 2006, *MNRAS*, 369, L9
- Bate, M. R. 2019, *MNRAS*, 484, 2341
- Baumgardt, H. & Klessen, R. S. 2011, *MNRAS*, 413, 1810
- Beccari, G., Spezzi, L., De Marchi, G., et al. 2010, *ApJ*, 720, 1108
- Berlanas, S. R. 2019, *Massive stars in Cygnus OB2*, PhD thesis, Universidad de La Laguna
- Berlanas, S. R., Herrero, A., Comerón, F., et al. 2020, *A&A*, 642, A168
- Berlanas, S. R., Maíz Apellániz, J., Herrero, A., et al. 2023, *A&A*, 671, A20
- Bhat, A., Irrgang, A., & Heber, U. 2022, *A&A*, 663, A39
- Bica, E., Bonatto, C., & Dutra, C. M. 2003, *A&A*, 405, 991
- Binney, J. & Tremaine, S. 1987, *Galactic dynamics*
- Blaauw, A. 1961, *BAN*, 15, 265
- Blomme, R., Frémat, Y., Sartoretti, P., et al. 2023, *A&A*, 674, A7
- Bock, D. C. J., Large, M. I., & Sadler, E. M. 1999, *AJ*, 117, 1578
- Bock, J. & Spherex. 2025, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 245, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #245*, 131.01
- Boekholt, T. C. N., Schleicher, D. R. G., Fellhauer, M., et al. 2018, *MNRAS*, 476, 366
- Bonatto, C., Bica, E., & Girardi, L. 2004, *A&A*, 415, 571
- Bonatto, C., Santos, Jr., J. F. C., & Bica, E. 2006, *A&A*, 445, 567
- Bondi, H. 1952, *MNRAS*, 112, 195
- Bondi, H. & Hoyle, F. 1944, *MNRAS*, 104, 273
- Bonnell, I. A. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 390, *Pathways Through an Eclectic Universe*, ed. J. H. Knapen, T. J. Mahoney, & A. Vazdekis, 26
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 2002, *MNRAS*, 336, 659
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 2005, *MNRAS*, 362, 915
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 2006, *MNRAS*, 370, 488
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 1997, *MNRAS*, 285, 201
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2001a, *MNRAS*, 323, 785
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Bonnell, I. A., Clarke, C. J., Bate, M. R., & Pringle, J. E. 2001b, *MNRAS*, 324, 573
- Bonnell, I. A. & Davies, M. B. 1998, *MNRAS*, 295, 691
- Bonnell, I. A., Larson, R. B., & Zinnecker, H. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 149
- Bonnell, I. A. & Smith, R. J. 2011, in *IAU Symposium*, Vol. 270, *Computational Star Formation*, ed. J. Alves, B. G. Elmegreen, J. M. Girart, & V. Trimble, 57–64

- Bonnell, I. A., Vine, S. G., & Bate, M. R. 2004, *MNRAS*, 349, 735
- Borissova, J., Georgiev, L., Hanson, M. M., et al. 2012, *A&A*, 546, A110
- Borissova, J., Ivanov, V. D., Hanson, M. M., et al. 2008, *A&A*, 488, 151
- Borissova, J., Roman-Lopes, A., Covey, K., et al. 2019, *AJ*, 158, 46
- Boss, A. P. 2000, *ApJL*, 545, L61
- Brand, J. & Blitz, L. 1993, *A&A*, 275, 67
- Brandner, W., Clark, J. S., Stolte, A., et al. 2008, *A&A*, 478, 137
- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al. 2012, *MNRAS*, 427, 127
- Bressert, E., Bastian, N., Evans, C. J., et al. 2012, *A&A*, 542, A49
- Bronfman, L., Nyman, L. A., & May, J. 1996, *A&AS*, 115, 81
- Brunt, C. M., Heyer, M. H., & Mac Low, M. M. 2009, *A&A*, 504, 883
- Caballero, J. A. 2007a, *Astronomische Nachrichten*, 328, 917
- Caballero, J. A. 2007b, *A&A*, 466, 917
- Caballero-Nieves, S. M., Gies, D. R., Baines, E. K., et al. 2020, *AJ*, 160, 115
- Cantat-Gaudin, T., Anders, F., Castro-Ginard, A., et al. 2020, *A&A*, 640, A1
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Carraro, G., Janes, K. A., Costa, E., & Méndez, R. A. 2006, *MNRAS*, 368, 1078
- Carretero-Castrillo, M., Ribó, M., & Paredes, J. M. 2023, *A&A*, 679, A109
- Carroll, B. W. & Ostlie, D. A. 1996, *An Introduction to Modern Astrophysics*
- Caswell, J. L., Batchelor, R. A., Forster, J. R., & Wellington, K. J. 1989, *Australian Journal of Physics*, 42, 331
- Caswell, J. L. & Haynes, R. F. 1987, *A&A*, 171, 261
- Cavallo, L., Spina, L., Carraro, G., et al. 2024, *AJ*, 167, 12
- Chené, A. N., Borissova, J., Clarke, J. R. A., et al. 2012, *A&A*, 545, A54
- Churchwell, E. 2002, *ARA&A*, 40, 27
- Churchwell, E., Babler, B. L., Meade, M. R., et al. 2009, *PASP*, 121, 213
- Churchwell, E., Povich, M. S., Allen, D., et al. 2006, *ApJ*, 649, 759
- Clark, J. S., Lohr, M. E., Najarro, F., Dong, H., & Martins, F. 2018a, *A&A*, 617, A65
- Clark, J. S., Lohr, M. E., Najarro, F., Patrick, L. R., & Ritchie, B. W. 2023, *MNRAS*, 521, 4473
- Clark, J. S., Lohr, M. E., Patrick, L. R., et al. 2018b, *A&A*, 618, A2
- Clark, J. S., Patrick, L. R., Najarro, F., Evans, C. J., & Lohr, M. 2021, *A&A*, 649, A43
- Commerçon, B., Hennebelle, P., & Henning, T. 2011, *ApJL*, 742, L9
- Cox, N. L. J., Cami, J., Kaper, L., et al. 2014, *A&A*, 569, A117

- Crampton, D. 1972, MNRAS, 158, 85
- Crowther, P. A. 2019, Galaxies, 7, 88
- Crowther, P. A., Lennon, D. J., & Walborn, N. R. 2006, A&A, 446, 279
- Crowther, P. A., Schnurr, O., Hirschi, R., et al. 2010, MNRAS, 408, 731
- Crowther, P. A. & Walborn, N. R. 2011, MNRAS, 416, 1311
- Dahm, S. E. 2005, AJ, 130, 1805
- Dale, J. E., Bonnell, I. A., Clarke, C. J., & Bate, M. R. 2005, MNRAS, 358, 291
- Dale, J. E. & Davies, M. B. 2006, MNRAS, 366, 1424
- Dale, J. E., Ercolano, B., & Bonnell, I. A. 2012, MNRAS, 424, 377
- Dale, J. E., Ngoumou, J., Ercolano, B., & Bonnell, I. A. 2014, MNRAS, 442, 694
- Damiani, C., Meunier, J. C., Moutou, C., et al. 2016a, A&A, 595, A95
- Damiani, F., Micela, G., & Sciortino, S. 2016b, A&A, 596, A82
- Damiani, F., Micela, G., Sciortino, S., et al. 2006, A&A, 460, 133
- Das, S. R., Merello, M., Bronfman, L., et al. 2024, MNRAS, 534, 3832
- Davé, R. 2008, MNRAS, 385, 147
- Davies, B., Clark, J. S., Trombley, C., et al. 2012, MNRAS, 419, 1871
- de Grijs, R. 2009, Ap&SS, 324, 283
- de Grijs, R. & Goodwin, S. P. 2008, MNRAS, 383, 1000
- de Mink, S. E., Sana, H., Langer, N., Izzard, R. G., & Schneider, F. R. N. 2014, ApJ, 782, 7
- de Vries, N., Portegies Zwart, S., & Figueira, J. 2014, MNRAS, 438, 1909
- de Wit, W. J., Testi, L., Palla, F., Vanzi, L., & Zinnecker, H. 2004, A&A, 425, 937
- de Wit, W. J., Testi, L., Palla, F., & Zinnecker, H. 2005, A&A, 437, 247
- Dhanush, S. R., Subramaniam, A., & Subramanian, S. 2025, ApJ, 980, 73
- Dias, W. S., Alessi, B. S., Moitinho, A., & Lépine, J. R. D. 2002, A&A, 389, 871
- Dias, W. S., Monteiro, H., & Assafin, M. 2018, MNRAS, 478, 5184
- Dias, W. S., Monteiro, H., Caetano, T. C., et al. 2014, A&A, 564, A79
- Dias, W. S., Monteiro, H., Moitinho, A., et al. 2021, MNRAS, 504, 356
- Didelon, P. 1982, A&AS, 50, 199
- Dobbs, C. L., Bonnell, I. A., & Clark, P. C. 2005, MNRAS, 360, 2
- Dodd, J. M., Oudmaijer, R. D., Radley, I. C., Vioque, M., & Frost, A. J. 2024, MNRAS, 527, 3076
- Drew, J. E., Gonzales-Solares, E., Greimel, R., et al. 2016, The VST Photometric H α Survey of the Southern Galactic Plane and Bulge (VPHAS+). Second VPHAS data release (DR2)., VizieR On-line Data Catalog: II/341. Originally published in: VPHAS+ survey, (2016)

- Drew, J. E., Gonzalez-Solares, E., Greimel, R., et al. 2014, MNRAS, 440, 2036
- Drew, J. E., Gonzalez-Solares, E., Greimel, R., et al. 2025, VizieR Online Data Catalog: VPHAS+ DR3 survey (Drew+, 2025), VizieR On-line Data Catalog: II/386. Originally published in: 2014MNRAS.440.2036D
- Drew, J. E., Herrero, A., Mohr-Smith, M., et al. 2018, MNRAS, 480, 2109
- Ducati, J. R., Bevilacqua, C. M., Rembold, S. B., & Ribeiro, D. 2001, ApJ, 558, 309
- Eker, Z., Bakış, V., Bilir, S., et al. 2018, MNRAS, 479, 5491
- Elmegreen, B. G. 1983, MNRAS, 203, 1011
- Elmegreen, B. G. 1998, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 148, Origins, ed. C. E. Woodward, J. M. Shull, & H. A. Thronson, Jr., 150
- Elmegreen, B. G. 2000, ApJ, 539, 342
- Elmegreen, B. G. & Efremov, Y. N. 1997, ApJ, 480, 235
- Elmegreen, B. G. & Lada, C. J. 1977, ApJ, 214, 725
- Elmegreen, B. G. & Scalo, J. 2004, ARA&A, 42, 211
- Elson, R. A. W., Fall, S. M., & Freeman, K. C. 1987, ApJ, 323, 54
- Espinoza, P., Selman, F. J., & Melnick, J. 2009, A&A, 501, 563
- Evans, C. J., Kennedy, M. B., Dufton, P. L., et al. 2015, A&A, 574, A13
- Fan, H., Hobbs, L. M., Dahlstrom, J. A., et al. 2019, ApJ, 878, 151
- Fang, M., van Boekel, R., King, R. R., et al. 2012, A&A, 539, A119
- Fedriani, R., Tan, J. C., Telkamp, Z., et al. 2023, ApJ, 942, 7
- Figer, D. F. 2004, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 322, The Formation and Evolution of Massive Young Star Clusters, ed. H. J. G. L. M. Lamers, L. J. Smith, & A. Nota, 49
- Fiorellino, E., Tychoniec, Ł., Cruz-Sáenz de Miera, F., et al. 2023, ApJ, 944, 135
- Fitzpatrick, E. L. 1999, PASP, 111, 63
- Frost, A. J., Sana, H., Mahy, L., et al. 2024, Science, 384, 214
- Fukushima, H. & Yajima, H. 2022, MNRAS, 511, 3346
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, A&A, 616, A1
- Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., et al. 2016, A&A, 595, A1
- Gaia Collaboration, Vallenari, A., Brown, A. G. A., et al. 2023, A&A, 674, A1
- Galazutdinov, G. A., Musaev, F. A., Krelowski, J., & Walker, G. A. H. 2000, PASP, 112, 648
- Garcia, M., Herrero, A., Najarro, F., Camacho, I., & Lorenzo, M. 2019, MNRAS, 484, 422
- García-Benito, R., Pérez, E., & Diaz, A. I. 2007, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 374, From Stars to Galaxies: Building the Pieces to Build Up the Universe, ed. A. Vallenari, R. Tantalo, L. Portinari, & A. Moretti, 279

- Geist, E., Gallagher, J. S., Kotulla, R., et al. 2022, *PASP*, 134, 064301
- Geyer, M. P. & Burkert, A. 2001, *MNRAS*, 323, 988
- Gies, D. R. 1987, *ApJS*, 64, 545
- Ginsburg, A. & Kruijssen, J. M. D. 2018, *ApJL*, 864, L17
- Giudici Michilini, F. N., Ferrero, G. A., Gamen, R., Morrell, N., & Barbá, R. 2023, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 64, 53
- Gnedin, N. Y., Glover, S. C. O., Klessen, R. S., & Springel, V. 2016, *Star Formation in Galaxy Evolution: Connecting Numerical Models to Reality: Saas-Fee Advanced Course 43*. Swiss Society for Astrophysics and Astronomy
- Goedhart, S., Cotton, W. D., Camilo, F., et al. 2024, *MNRAS*, 531, 649
- Gray, R. O. & Corbally, J., C. 2009, *Stellar Spectral Classification*
- Green, J. A., Caswell, J. L., Fuller, G. A., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 3108
- Groh, J. H., Meynet, G., Ekström, S., & Georgy, C. 2014, *A&A*, 564, A30
- Grudić, M. Y., Hafen, Z., Rodriguez, C. L., et al. 2023, *MNRAS*, 519, 1366
- Guszejnov, D., Markey, C., Offner, S. S. R., et al. 2022, *MNRAS*, 515, 167
- Gutermuth, R. A., Megeath, S. T., Myers, P. C., et al. 2009, *ApJS*, 184, 18
- Gvaramadze, V. V. & Gualandris, A. 2011, *MNRAS*, 410, 304
- Gvaramadze, V. V., Kniazev, A. Y., Bestenlehner, J. M., et al. 2015, *MNRAS*, 454, 219
- Gvaramadze, V. V., Kniazev, A. Y., Kroupa, P., & Oh, S. 2011, *A&A*, 535, A29
- Gvaramadze, V. V., Weidner, C., Kroupa, P., & Pflamm-Altenburg, J. 2012, *MNRAS*, 424, 3037
- Habe, A. & Ohta, K. 1992, *PASJ*, 44, 203
- Hamano, S., Kobayashi, N., Kondo, S., et al. 2015, *ApJ*, 800, 137
- Hanson, M. M., Kudritzki, R. P., Kenworthy, M. A., Puls, J., & Tokunaga, A. T. 2005, *ApJS*, 161, 154
- Harayama, Y., Eisenhauer, F., & Martins, F. 2008, *ApJ*, 675, 1319
- Henden, A. A., Levine, S., Terrell, D., et al. 2018, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 232, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #232*, 223.06
- Henden, A. A., Templeton, M., Terrell, D., et al. 2016, *VizieR Online Data Catalog: AAVSO Photometric All Sky Survey (APASS) DR9 (Henden+, 2016)*, *VizieR On-line Data Catalog: II/336*. Originally published in: 2015AAS...22533616H
- Henden, A. A., Welch, D. L., Terrell, D., & Levine, S. E. 2009, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 214, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #214*, 407.02
- Hennabelle, P., Commerçon, B., Joos, M., et al. 2011, *A&A*, 528, A72
- Hennabelle, P. & Falgarone, E. 2012, *A&A Rev.*, 20, 55
- Herbig, G. H. 1995, *ARA&A*, 33, 19
- Hillenbrand, L. A. & Hartmann, L. W. 1998, *ApJ*, 492, 540

- Hillier, D. J. & Miller, D. L. 1998, *ApJ*, 496, 407
- Hirano, S. & Bromm, V. 2017, *MNRAS*, 470, 898
- Høg, E., Fabricius, C., Makarov, V. V., et al. 2000, *A&A*, 355, L27
- Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., & de Zeeuw, P. T. 2001, *A&A*, 365, 49
- Hosking, J. G. & Whitworth, A. P. 2004, *MNRAS*, 347, 1001
- Hosokawa, T., Offner, S. S. R., & Krumholz, M. R. 2011, *ApJ*, 738, 140
- Hosokawa, T. & Omukai, K. 2009, *ApJ*, 691, 823
- Hosokawa, T., Yoshida, N., Omukai, K., & Yorke, H. W. 2012, *ApJL*, 760, L37
- Hou, L. G. & Han, J. L. 2014, *A&A*, 569, A125
- Houk, N. & Cowley, A. P. 1975, University of Michigan Catalogue of two-dimensional spectral types for the HD stars. Volume I. Declinations -90° to -53° .
- Hsu, W.-H., Hartmann, L., Allen, L., et al. 2013, *ApJ*, 764, 114
- Hube, D. P. 1970, *MmRAS*, 72, 233
- Hunt, E. L. & Reffert, S. 2023, *A&A*, 673, A114
- Hur, H., Park, B.-G., Sung, H., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 3797
- Hur, H., Sung, H., & Bessell, M. S. 2012, *AJ*, 143, 41
- Hurley, J. R. 2007, *MNRAS*, 379, 93
- Inoue, T. & Fukui, Y. 2013, *ApJL*, 774, L31
- Itrich, D., Testi, L., Beccari, G., et al. 2024, *A&A*, 685, A100
- Ivezić, Ž., Kahn, S. M., Tyson, J. A., et al. 2019, *ApJ*, 873, 111
- Jian, M., Gao, S., Zhao, H., & Jiang, B. 2017, *AJ*, 153, 5
- Jordi, K., Grebel, E. K., & Ammon, K. 2006, *A&A*, 460, 339
- Just, A., Piskunov, A. E., Klos, J. H., Kovaleva, D. A., & Polyachenko, E. V. 2023, *A&A*, 672, A187
- Kalari, V. M., Vink, J. S., de Wit, W. J., Bastian, N. J., & Méndez, R. A. 2019, *A&A*, 625, L2
- Kaplan, K. F., Dinerstein, H. L., Kim, H., & Jaffe, D. T. 2021, *ApJ*, 919, 27
- Katz, D., Sartoretti, P., Guerrier, A., et al. 2023, *A&A*, 674, A5
- Kennicutt, R. C. & Evans, N. J. 2012, *ARA&A*, 50, 531
- Keto, E. 2007, *ApJ*, 666, 976
- Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., Schilbach, E., Röser, S., & Scholz, R. D. 2013, *A&A*, 558, A53
- Kiminki, D. C., Kobulnicky, H. A., Kinemuchi, K., et al. 2007, *ApJ*, 664, 1102
- King, I. 1962, *AJ*, 67, 471
- Kirk, H., Johnstone, D., Di Francesco, J., et al. 2016, *ApJ*, 821, 98

- Kirk, H. & Myers, P. C. 2012, *ApJ*, 745, 131
- Knödlseeder, J. 2000, *A&A*, 360, 539
- Knödlseeder, J., Cerviño, M., Le Duigou, J. M., et al. 2002, *A&A*, 390, 945
- Kobulnicky, H. A. & Chick, W. T. 2022, *AJ*, 164, 86
- Kobulnicky, H. A., Kiminki, D. C., Lundquist, M. J., et al. 2014, *ApJS*, 213, 34
- Koornneef, J. 1983, *A&A*, 128, 84
- Köppen, J., Weidner, C., & Kroupa, P. 2007, *MNRAS*, 375, 673
- Królowski, J., Galazutdinov, G., Godunova, V., & Bondar, A. 2019, *Acta Astron.*, 69, 159
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Kroupa, P. & Bouvier, J. 2003, *MNRAS*, 346, 343
- Kroupa, P., Weidner, C., Pflamm-Altenburg, J., et al. 2013, in *Planets, Stars and Stellar Systems. Volume 5: Galactic Structure and Stellar Populations*, ed. T. D. Oswalt & G. Gilmore, Vol. 5, 115
- Kruijssen, J. M. D. 2015, *MNRAS*, 454, 1658
- Krumholz, M. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 390, Pathways Through an Eclectic Universe*, ed. J. H. Knapen, T. J. Mahoney, & A. Vazdekis, 16
- Krumholz, M. R. 2006, *ApJL*, 641, L45
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., & McKee, C. F. 2007, *ApJ*, 656, 959
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., Offner, S. S. R., & Cunningham, A. J. 2009, *Science*, 323, 754
- Krumholz, M. R. & Matzner, C. D. 2009, *ApJ*, 703, 1352
- Krumholz, M. R. & McKee, C. F. 2008, *Nature*, 451, 1082
- Kuhn, M. A., de Souza, R. S., Krone-Martins, A., et al. 2021, *ApJS*, 254, 33
- Kuhn, M. A., Feigelson, E. D., Getman, K. V., et al. 2015, *ApJ*, 812, 131
- Kuhn, M. A., Getman, K. V., Feigelson, E. D., et al. 2017, *AJ*, 154, 214
- Kuhn, M. A., Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M., & Avelar Menendez, A. R. 2020, *ApJ*, 899, 128
- Kuhn, M. A., Hillenbrand, L. A., Sills, A., Feigelson, E. D., & Getman, K. V. 2019, *ApJ*, 870, 32
- Kulesh, M. V., Samirkhanova, A. E., Carraro, G., et al. 2024, *AJ*, 167, 212
- Kumar, M. S. N., Palmeirim, P., Arzoumanian, D., & Inutsuka, S. I. 2020, *A&A*, 642, A87
- Kuwahara, S., Torii, K., Mizuno, N., et al. 2021, *PASJ*, 73, S220
- Labate, M. G., Waterson, M., Alachkar, B., et al. 2022, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 8, 011024
- Lada, C. J. 1976, *ApJS*, 32, 603

- Lada, C. J. 1987, in IAU Symposium, Vol. 115, Star Forming Regions, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 1
- Lada, C. J. & Lada, E. A. 2003, *ARA&A*, 41, 57
- Lamb, J. B., Oey, M. S., Segura-Cox, D. M., et al. 2016, *ApJ*, 817, 113
- Lamb, J. B., Oey, M. S., Werk, J. K., & Ingleby, L. D. 2010, *ApJ*, 725, 1886
- Lambas, D. G., Alonso, S., Mesa, V., & O’Mill, A. L. 2012, *A&A*, 539, A45
- Larson, R. B. 1969, *MNRAS*, 145, 271
- Larson, R. B. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 287, Galactic Star Formation Across the Stellar Mass Spectrum, ed. J. M. De Buizer & N. S. van der Bliek, 65–80
- Larson, R. B. & Starrfield, S. 1971, *A&A*, 13, 190
- Le Marne, A. E. & Lynga, G. 1968, *The Observatory*, 88, 248
- Lefever, K., Puls, J., & Aerts, C. 2007, *A&A*, 463, 1093
- Lennon, D. J., Evans, C. J., van der Marel, R. P., et al. 2018, *A&A*, 619, A78
- Levato, H. & Malaroda, S. 1980, *PASP*, 92, 323
- Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., et al. 2005, *ApJ*, 628, 973
- Lewis, S. C., McMillan, S. L. W., Mac Low, M.-M., et al. 2023, *ApJ*, 944, 211
- Liermann, A., Hamann, W. R., & Oskinova, L. M. 2012, *A&A*, 540, A14
- Liermann, A., Hamann, W. R., Oskinova, L. M., Todt, H., & Butler, K. 2010, *A&A*, 524, A82
- Lindgren, L., Bastian, U., Biermann, M., et al. 2021, *A&A*, 649, A4
- Liu, X.-L., Xu, J.-L., Wang, J.-J., et al. 2021, *A&A*, 646, A137
- Liu, Z., Cui, W., Liu, C., et al. 2019, *ApJS*, 241, 32
- Longmore, S. N., Kruijssen, J. M. D., Bastian, N., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 291–314
- Lynga, G. 1964, *Meddelanden fran Lunds Astronomiska Observatorium Serie II*, 140, 1
- Lyubimkov, L. S. & Poklad, D. B. 2014, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 30, 244
- Madura, T. I., Gull, T. R., Owocki, S. P., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 2064
- Mai, X., Liu, T., Liu, X., et al. 2024, *ApJL*, 961, L35
- Maia, F. F. S., Corradi, W. J. B., & Santos, Jr., J. F. C. 2010, *MNRAS*, 407, 1875
- Maia, F. F. S., Moraux, E., & Joncour, I. 2016, *MNRAS*, 458, 3027
- Maíz Apellániz, J. 2022, *A&A*, 657, A130
- Maíz Apellániz, J. & Barbá, R. H. 2018, *A&A*, 613, A9
- Maíz Apellániz, J., Barbá, R. H., Fernández Aranda, R., et al. 2022, *A&A*, 657, A131

- Maíz Apellániz, J., Barbá, R. H., Molina Lera, J. A., Lambarri Martínez, A., & Fernández Aranda, R. 2025, in *Highlights of Spanish Astrophysics XII*, ed. M. Manteiga, F. González-Galindo, A. Labiano-Ortega, M. J. Martínez-González, N. Rea, M. Romero-Gómez, A. Ulla-Miguel, G. Yepes, C. Rodríguez-López, A. Gómez-García, & C. Dafonte, 225
- Maíz Apellániz, J., Crespo Bellido, P., Barbá, R. H., Fernández Aranda, R., & Sota, A. 2020, *A&A*, 643, A138
- Maíz Apellániz, J., Negueruela, I., Barbá, R. H., et al. 2015, *A&A*, 579, A108
- Maíz Apellániz, J., Sana, H., Barbá, R. H., Le Bouquin, J. B., & Gamen, R. C. 2017, *MNRAS*, 464, 3561
- Maíz Apellániz, J., Sota, A., Arias, J. I., et al. 2016, *ApJS*, 224, 4
- Maíz Apellániz, J., Sota, A., Morrell, N. I., et al. 2013, in *Massive Stars: From alpha to Omega*, 198
- Maíz Apellániz, J. & Úbeda, L. 2005, *ApJ*, 629, 873
- Maíz Apellániz, J., Walborn, N. R., Morrell, N. I., Niemela, V. S., & Nelan, E. P. 2007, *ApJ*, 660, 1480
- Maíz Apellániz, J., Youssef, A. R., El-Nawawy, M. S., et al. 2024, *A&A*, 690, A48
- Marco, A. & Negueruela, I. 2017, *MNRAS*, 465, 784
- Markova, N., Puls, J., Scuderi, S., Simón-Díaz, S., & Herrero, A. 2011, *A&A*, 530, A11
- Marks, M. & Kroupa, P. 2012, *A&A*, 543, A8
- Martins, F. 2011, *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*, 80, 29
- Martins, F. 2018, *A&A*, 616, A135
- Martins, F. 2023, *A&A*, 680, A22
- Martins, F. & Palacios, A. 2017, *A&A*, 598, A56
- Martins, F. & Plez, B. 2006, *A&A*, 457, 637
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005, *A&A*, 436, 1049
- Massey, P. & Johnson, J. 1993, *AJ*, 105, 980
- Massi, F., Giannetti, A., Di Carlo, E., et al. 2015, *A&A*, 573, A95
- Mauerhan, J. C., Cotera, A., Dong, H., et al. 2010, *ApJ*, 725, 188
- McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., et al. 2005, *ApJS*, 158, 178
- McKee, C. F. & Ostriker, E. C. 2007, *ARA&A*, 45, 565
- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2002, *Nature*, 416, 59
- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2003, *ApJ*, 585, 850
- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2008, *ApJ*, 681, 771
- Melena, N. W., Massey, P., Morrell, N. I., & Zangari, A. M. 2008, *AJ*, 135, 878
- Merrill, P. W. & Wilson, O. C. 1938, *ApJ*, 87, 9

- Meyer, M. R., Edwards, S., Hinkle, K. H., & Strom, S. E. 1998, *ApJ*, 508, 397
- Minniti, D., Lucas, P. W., Emerson, J. P., et al. 2010, *New Astron.*, 15, 433
- Miville-Deschênes, M.-A., Murray, N., & Lee, E. J. 2017, *ApJ*, 834, 57
- Moeckel, N. & Clarke, C. J. 2011, *MNRAS*, 410, 2799
- Moffat, A. F. J., Marchenko, S. V., Seggewiss, W., et al. 1998, *A&A*, 331, 949
- Mokiem, M. R., de Koter, A., Puls, J., et al. 2005, *A&A*, 441, 711
- Molinari, S., Swinyard, B., Bally, J., et al. 2010, *A&A*, 518, L100
- Monet, A., Bird, J., Canzian, B., et al. 1998, *VizieR Online Data Catalog: The USNO-A2.0 Catalogue (Monet+ 1998)*, *VizieR On-line Data Catalog: I/252*. Originally published in: U.S. Naval Observatory Flagstaff Station (USNOFS) and, Universities Space Research Association (USRA) stationed at USNOFS. , (1998)
- Monet, D. G. & USNO-B Team. 2002, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 201, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 08.02
- Morgan, W. W. & Keenan, P. C. 1973, *ARA&A*, 11, 29
- Morgan, W. W., Keenan, P. C., & Kellman, E. 1943, *An atlas of stellar spectra, with an outline of spectral classification*
- Morii, K., Sanhueza, P., Zhang, Q., et al. 2024, *ApJ*, 966, 171
- Motte, F., Bontemps, S., & Louvet, F. 2018, *ARA&A*, 56, 41
- Myers, A. T., McKee, C. F., Cunningham, A. J., Klein, R. I., & Krumholz, M. R. 2013, *ApJ*, 766, 97
- Myers, P. C. 2009, *ApJ*, 700, 1609
- Nakano, T. 1989, *ApJ*, 345, 464
- Narloch, W., Pietrzyński, G., Gieren, W., et al. 2022, *A&A*, 666, A80
- Nazé, Y., Rauw, G., & Manfroid, J. 2008, *A&A*, 483, 171
- Negueruela, I., Clark, J. S., & Ritchie, B. W. 2010, *A&A*, 516, A78
- Negueruela, I., Simón-Díaz, S., de Burgos, A., Casasbuenas, A., & Beck, P. G. 2024, *A&A*, 690, A176
- Nieva, M. F. 2013, *A&A*, 550, A26
- Nony, T., Galván-Madrid, R., Motte, F., et al. 2023, *A&A*, 674, A75
- Nürnberg, D. E. A., Bronfman, L., Yorke, H. W., & Zinnecker, H. 2002, *A&A*, 394, 253
- Oey, M. S. & Clarke, C. J. 2005, *ApJL*, 620, L43
- Oey, M. S., Lamb, J. B., Kushner, C. T., Pellegrini, E. W., & Graus, A. S. 2013, *ApJ*, 768, 66
- Offner, S. S. R., Moe, M., Kratter, K. M., et al. 2023, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 534, *Protostars and Planets VII*, ed. S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, & M. Tamura, 275
- Oh, S. & Kroupa, P. 2016, *A&A*, 590, A107

- Oh, S. & Kroupa, P. 2018, *MNRAS*, 481, 153
- Oka, T., Hasegawa, T., Hayashi, M., Handa, T., & Sakamoto, S. 1998, *ApJ*, 493, 730
- Oliva, G. A. & Kuiper, R. 2020, *A&A*, 644, A41
- Omont, A. & Bettinger, H. F. 2020, *A&A*, 637, A74
- Oskinova, L. M., Steinke, M., Hamann, W. R., et al. 2013, *MNRAS*, 436, 3357
- Padoan, P., Pan, L., Juvela, M., Haugbølle, T., & Nordlund, Å. 2020, *ApJ*, 900, 82
- Paegert, M., Stassun, K. G., Collins, K. A., et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2108.04778
- Palau, A., Fuente, A., Girart, J. M., et al. 2013, *ApJ*, 762, 120
- Panwar, N., Samal, M. R., Pandey, A. K., et al. 2017, *MNRAS*, 468, 2684
- Parker, R. J. 2018, *MNRAS*, 476, 617
- Parker, R. J. & Dale, J. E. 2017, *MNRAS*, 470, 390
- Parker, R. J., Pinson, E. J., Alcock, H. L., & Dale, J. E. 2024, *ApJ*, 974, 8
- Parmentier, G. & Pfalzner, S. 2013, *A&A*, 549, A132
- Peña Ramírez, K., Béjar, V. J. S., Zapatero Osorio, M. R., Petr-Gotzens, M. G., & Martín, E. L. 2012, *ApJ*, 754, 30
- Perets, H. B. & Šubr, L. 2012, *ApJ*, 751, 133
- Perren, G. I., Pera, M. S., Navone, H. D., & Vázquez, R. A. 2023, *MNRAS*, 526, 4107
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, L49
- Peters, T., Banerjee, R., Klessen, R. S., & Mac Low, M.-M. 2011, *ApJ*, 729, 72
- Peters, T., Banerjee, R., Klessen, R. S., et al. 2010a, *ApJ*, 711, 1017
- Peters, T., Klessen, R. S., Mac Low, M.-M., & Banerjee, R. 2010b, *ApJ*, 725, 134
- Pfalzner, S. 2009, *A&A*, 498, L37
- Pfalzner, S. 2011, *A&A*, 536, A90
- Pfalzner, S. 2020, in *IAU Symposium*, Vol. 351, *Star Clusters: From the Milky Way to the Early Universe*, ed. A. Bragaglia, M. Davies, A. Sills, & E. Vesperini, 208–211
- Pfalzner, S. & Kaczmarek, T. 2013, *A&A*, 559, A38
- Pfalzner, S., Kirk, H., Sills, A., et al. 2016, *A&A*, 586, A68
- Pigulski, A. & Kołaczowski, Z. 1998, *MNRAS*, 298, 753
- Platais, I., Lennon, D. J., van der Marel, R. P., et al. 2018, *AJ*, 156, 98
- Plume, R., Jaffe, D. T., Evans, II, N. J., Martín-Pintado, J., & Gómez-González, J. 1997, *ApJ*, 476, 730
- Polak, B., Mac Low, M.-M., Klessen, R. S., et al. 2024a, *A&A*, 690, A207
- Polak, B., Mac Low, M.-M., Klessen, R. S., et al. 2024b, *A&A*, 690, A94
- Portegies Zwart, S. F. 2000, *ApJ*, 544, 437

- Portegies Zwart, S. F., Makino, J., McMillan, S. L. W., & Hut, P. 2002, *ApJ*, 565, 265
- Portegies Zwart, S. F., McMillan, S. L. W., & Gieles, M. 2010, *ARA&A*, 48, 431
- Poveda, A., Ruiz, J., & Allen, C. 1967, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, 4, 86
- Preibisch, T., Fleischlen, S., Göppel, C., Ercolano, B., & Roccatagliata, V. 2021, *A&A*, 648, A34
- Preibisch, T., Hodgkin, S., Irwin, M., et al. 2011, *ApJS*, 194, 10
- Przybilla, N. 2010, in *EAS Publications Series*, Vol. 43, *EAS Publications Series*, ed. R. Monier, B. Smalley, G. Wahlgren, & P. Stee, 199–214
- Queiroz, A. B. A., Anders, F., Santiago, B. X., et al. 2018, *MNRAS*, 476, 2556
- Rainot, A., Reggiani, M., Sana, H., Bodensteiner, J., & Absil, O. 2022, *A&A*, 658, A198
- Ramírez-Preciado, V. G., Roman-Lopes, A., Román-Zúñiga, C. G., et al. 2020, *ApJ*, 894, 5
- Ramírez-Tannus, M. C., Cox, N. L. J., Kaper, L., & de Koter, A. 2018, *A&A*, 620, A52
- Ramírez-Tannus, M. C., Poorta, J., Bik, A., et al. 2020, *A&A*, 633, A155
- Rate, G. & Crowther, P. A. 2020, *MNRAS*, 493, 1512
- Reid, M. J., Menten, K. M., Brunthaler, A., et al. 2019, *ApJ*, 885, 131
- Reinoso, B., Schleicher, D. R. G., Fellhauer, M., Klessen, R. S., & Boekholt, T. C. N. 2018, *A&A*, 614, A14
- Renzo, M., de Mink, S. E., Lennon, D. J., et al. 2019a, *MNRAS*, 482, L102
- Renzo, M., Zapartas, E., de Mink, S. E., et al. 2019b, *A&A*, 624, A66
- Repolust, T., Puls, J., & Herrero, A. 2004, *A&A*, 415, 349
- Richling, S. & Yorke, H. W. 1998, *A&A*, 340, 508
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 288, 618
- Riquelme, J. I. V. 2022, Multiplicity properties and spectral classification of B-type stars, PhD thesis, The University of Edinburgh
- Rivilla, V. M., Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., & Sanz-Forcada, J. 2014, *MNRAS*, 437, 1561
- Rivilla, V. M., Martín-Pintado, J., Jiménez-Serra, I., & Rodríguez-Franco, A. 2013, *A&A*, 554, A48
- Robertson, J. G. 2013, *PASA*, 30, e048
- Rochau, B., Brandner, W., Stolte, A., et al. 2011, *MNRAS*, 418, 949
- Rodgers, A. W., Campbell, C. T., & Whiteoak, J. B. 1960, *MNRAS*, 121, 103
- Roman-Lopes, A. 2011, *MNRAS*, 410, 161
- Roman-Lopes, A. 2013, *MNRAS*, 435, L73
- Roman-Lopes, A. 2024, *A&A*, 685, L5
- Roman-Lopes, A. & Abraham, Z. 2004, *AJ*, 128, 2364

- Roman-Lopes, A., Abraham, Z., & Lépine, J. R. D. 2003, *AJ*, 126, 1896
- Roman-Lopes, A., Barba, R. H., & Morrell, N. I. 2011, *MNRAS*, 416, 501
- Roman-Lopes, A., Franco, G. A. P., & Sanmartim, D. 2016, *ApJ*, 823, 96
- Roman-Lopes, A., Román-Zúñiga, C., Tapia, M., et al. 2018, *ApJ*, 855, 68
- Román-Zúñiga, C. G., Roman-Lopes, A., Tapia, M., Hernández, J., & Ramírez-Preciado, V. 2019, *ApJL*, 871, L12
- Rose, S. C., Naoz, S., Sari, R., & Linial, I. 2023, *ApJ*, 955, 30
- Rui, N. Z., Hosek, Jr., M. W., Lu, J. R., et al. 2019, *ApJ*, 877, 37
- Russeil, D., Adami, C., Bouret, J. C., et al. 2017, *A&A*, 607, A86
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sampedro, L., Dias, W. S., Alfaro, E. J., Monteiro, H., & Molino, A. 2017, *MNRAS*, 470, 3937
- Sana, H., Momany, Y., Gieles, M., et al. 2010, *A&A*, 515, A26
- Sana, H., Ramírez-Agudelo, O. H., Hénault-Brunet, V., et al. 2022, *A&A*, 668, L5
- Santolaya-Rey, A. E., Puls, J., & Herrero, A. 1997, *A&A*, 323, 488
- Saral, G., Hora, J. L., Audard, M., et al. 2017, *ApJ*, 839, 108
- Saydjari, A. K., Schlafly, E. F., Lang, D., et al. 2023, *ApJS*, 264, 28
- Schisano, E., Molinari, S., Elia, D., et al. 2020, *MNRAS*, 492, 5420
- Schlafly, E. F., Green, G. M., Lang, D., et al. 2018, *ApJS*, 234, 39
- Schneider, F. R. N., Ohlmann, S. T., Podsiadlowski, P., et al. 2019, *Nature*, 574, 211
- Schnurr, O., Casoli, J., Chené, A. N., Moffat, A. F. J., & St-Louis, N. 2008, *MNRAS*, 389, L38
- Searle, S. C., Prinja, R. K., Massa, D., & Ryans, R. 2008, *A&A*, 481, 777
- Selier, R., Heydari-Malayeri, M., & Gouliermis, D. A. 2011, *A&A*, 529, A40
- Seshadri, A., Vig, S., Ghosh, S. K., & Ojha, D. K. 2024, *MNRAS*, 527, 4244
- Sewiło, M., Churchwell, E., Kurtz, S., Goss, W. M., & Hofner, P. 2011, *ApJS*, 194, 44
- Shokry, A., Nouh, M. I., Saad, S. M., & Helmy, I. 2022, *New Astron.*, 93, 101780
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Simón-Díaz, S., Caballero, J. A., Lorenzo, J., et al. 2015, *ApJ*, 799, 169
- Simón-Díaz, S., Herrero, A., Sabín-Sanjulián, C., et al. 2014, *A&A*, 570, L6
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Smith, L. C., Lucas, P. W., Koposov, S. E., et al. 2025, *MNRAS*, 536, 3707
- Smith, L. C., Lucas, P. W., Kurtev, R., et al. 2018, *MNRAS*, 474, 1826
- Smith, R. J., Clark, P. C., & Bonnell, I. A. 2009, *MNRAS*, 396, 830

- Sokolov, V. 2018, Early Stages of Massive Star Formation, PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität
- Solivella, G. R. & Niemela, V. S. 1986, *RMxAA*, 12, 188
- Sota, A., Maíz Apellániz, J., Morrell, N. I., et al. 2014, *ApJS*, 211, 10
- Sota, A., Maíz Apellániz, J., Walborn, N. R., et al. 2011, *ApJS*, 193, 24
- Soto, M., Barbá, R., Gunthardt, G., et al. 2013, *A&A*, 552, A101
- Spitzer, L. 1978, Physical processes in the interstellar medium
- Stacy, A., Greif, T. H., & Bromm, V. 2012, *MNRAS*, 422, 290
- Stahler, S. W. & Palla, F. 2004, *The Formation of Stars*
- Stassun, K. G., Oelkers, R. J., Paegert, M., et al. 2019, *AJ*, 158, 138
- Stephens, I. W., Gouliermis, D., Looney, L. W., et al. 2017, *ApJ*, 834, 94
- Stone, R. C. 1979, *ApJ*, 232, 520
- Stoop, M., de Koter, A., Kaper, L., et al. 2024, *Nature*, 634, 809
- Stoop, M., Kaper, L., de Koter, A., et al. 2023, *A&A*, 670, A108
- Sung, H., Bessell, M. S., Chun, M.-Y., et al. 2017, *ApJS*, 230, 3
- Tan, J. C. 2016, in *IAU Symposium*, Vol. 315, From Interstellar Clouds to Star-Forming Galaxies: Universal Processes?, ed. P. Jablonka, P. André, & F. van der Tak, 154–162
- Tan, J. C., Beltrán, M. T., Caselli, P., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 149–172
- Tan, J. C. & McKee, C. F. 2003, arXiv e-prints, astro
- Tanaka, K. E. I., Tan, J. C., & Zhang, Y. 2017, *ApJ*, 835, 32
- Tenorio-Tagle, G., Wünsch, R., Silich, S., & Palouš, J. 2007, *ApJ*, 658, 1196
- Tetzlaff, N., Neuhauser, R., & Hohle, M. M. 2011, *MNRAS*, 410, 190
- Theissen, C. A., Konopacky, Q. M., Lu, J. R., et al. 2022, *ApJ*, 926, 141
- Tielens, A. G. G. M. 2005, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*
- Tielens, A. G. G. M. 2010, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*
- Tonry, J. & Davis, M. 1979, *AJ*, 84, 1511
- Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217
- Treviño-Morales, S. P., Fuente, A., Sánchez-Monge, Á., et al. 2019, *A&A*, 629, A81
- Urquhart, J. S., Hoare, M. G., Lumsden, S. L., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 1656
- Urquhart, J. S., Moore, T. J. T., Csengeri, T., et al. 2014, *MNRAS*, 443, 1555
- Vaille-Manet, M., Bontemps, S., Csengeri, T., et al. 2025, *A&A*, 696, A11
- van Loon, J. T., Smith, K. T., McDonald, I., et al. 2009, *MNRAS*, 399, 195
- Vanbeveren, D. 1982, *A&A*, 115, 65

- Vargas-González, J., Roman-Lopes, A., Santos, F. P., et al. 2018, MNRAS, 474, 55
- Vargas-Salazar, I., Oey, M. S., Barnes, J. R., et al. 2020, ApJ, 903, 42
- Vázquez-Semadeni, E., Gómez, G. C., Jappsen, A. K., Ballesteros-Paredes, J., & Klessen, R. S. 2009, ApJ, 707, 1023
- Vázquez-Semadeni, E., González-Samaniego, A., & Colín, P. 2017, MNRAS, 467, 1313
- Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., & Zamora-Avilés, M. 2019, MNRAS, 490, 3061
- Vieu, T., Larkin, C. J. K., Härer, L., et al. 2024, MNRAS, 532, 2174
- Vijapurkar, J. & Drilling, J. S. 1993, ApJS, 89, 293
- Vink, J. S. 2022, ARA&A, 60, 203
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2000, A&A, 362, 295
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2001, A&A, 369, 574
- Vink, J. S., Heger, A., Krumholz, M. R., et al. 2015, Highlights of Astronomy, 16, 51
- Walborn, N. R. & Fitzpatrick, E. L. 1990, PASP, 102, 379
- Walborn, N. R., Howarth, I. D., Lennon, D. J., et al. 2002, AJ, 123, 2754
- Wall, J. E., Mac Low, M.-M., McMillan, S. L. W., et al. 2020, ApJ, 904, 192
- Wallace, L. & Hinkle, K. 1997, ApJS, 111, 445
- Wallace, L., Meyer, M. R., Hinkle, K., & Edwards, S. 2000, ApJ, 535, 325
- Wallin, J. F., Higdon, J. L., & Staveley-Smith, L. 1996, ApJ, 459, 555
- Wang, J., Townsley, L. K., Feigelson, E. D., et al. 2007, ApJS, 168, 100
- Wang, P., Li, Z.-Y., Abel, T., & Nakamura, F. 2010, ApJ, 709, 27
- Watanabe, Y., Nishimura, Y., Harada, N., et al. 2017, ApJ, 845, 116
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, ApJ, 218, 377
- Wegner, W. 1994, MNRAS, 270, 229
- Wegner, W. 2007, MNRAS, 374, 1549
- Wegner, W. 2014, Acta Astron., 64, 261
- Weidner, C. & Kroupa, P. 2004, MNRAS, 348, 187
- Weidner, C. & Kroupa, P. 2006, MNRAS, 365, 1333
- Weidner, C., Kroupa, P., & Bonnell, I. A. D. 2010, MNRAS, 401, 275
- Weidner, C., Kroupa, P., & Pflamm-Altenburg, J. 2013, MNRAS, 434, 84
- Welch, D. L. 2013, JAAVSO, 41, 153
- Wenger, T. V., Dawson, J. R., Dickey, J. M., et al. 2021, ApJS, 254, 36
- Whitaker, J. S., Jackson, J. M., Rathborne, J. M., et al. 2017, AJ, 154, 140

- Whitney, B., Arendt, R., Babler, B., et al. 2008, GLIMPSE360: Completing the Spitzer Galactic Plane Survey, Spitzer Proposal ID #60020
- Whitney, B., Benjamin, R., Churchwell, E., et al. 2011, Deep GLIMPSE: Exploring the Far Side of the Galaxy, Spitzer Proposal ID #80074
- Williams, J. P., Blitz, L., & McKee, C. F. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell, 97
- Williams, S. J., Gies, D. R., Hillwig, T. C., McSwain, M. V., & Huang, W. 2011, *AJ*, 142, 146
- Wolff, S. C., Strom, S. E., Dror, D., & Venn, K. 2007, *AJ*, 133, 1092
- Wolfire, M. G. & Cassinelli, J. P. 1987, *ApJ*, 319, 850
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., & McKee, C. F. 2010, *ApJ*, 716, 1191
- Wolk, S. J., Broos, P. S., Getman, K. V., et al. 2011, *ApJS*, 194, 12
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2019, AllWISE Source Catalog, NASA IPAC DataSet, IRSA1
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010a, *AJ*, 140, 1868
- Wright, N. J., Drake, J. J., Drew, J. E., & Vink, J. S. 2010b, *ApJ*, 713, 871
- Wright, N. J., Drew, J. E., & Mohr-Smith, M. 2015, *MNRAS*, 449, 741
- Wright, N. J., Parker, R. J., Goodwin, S. P., & Drake, J. J. 2014, *MNRAS*, 438, 639
- Wu, S.-W., Bik, A., Bestenlehner, J. M., et al. 2016, *A&A*, 589, A16
- Wu, S. W., Bik, A., Henning, T., et al. 2014, *A&A*, 568, L13
- Yan, Z., Jerabkova, T., & Kroupa, P. 2017, *A&A*, 607, A126
- Yan, Z., Jerabkova, T., & Kroupa, P. 2023, *A&A*, 670, A151
- Yang, D., Liu, H.-L., Liu, T., et al. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2508.03229
- Yorke, H. W. & Sonnhalter, C. 2002, *ApJ*, 569, 846
- Zacharias, N., Finch, C. T., Girard, T. M., et al. 2013, *AJ*, 145, 44
- Zacharias, N., Germain, M. E., & Rafferty, T. J. 1997, in *ESA Special Publication, Vol. 402, Hipparcos - Venice 1997*, ed. R. M. Bonnet, E. Høg, P. L. Bernacca, L. Emiliani, A. Blaauw, C. Turon, J. Kovalevsky, L. Lindegren, H. Hassan, M. Bouffard, B. Strim, D. Heger, M. A. C. Perryman, & L. Woltjer, 177–180
- Zacharias, N., Monet, D. G., Levine, S. E., et al. 2004, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts, Vol. 205, American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 48.15
- Zarricueta Plaza, M. S., Roman-Lopes, A., & Sanmartim, D. 2023, *A&A*, 675, A22
- Zasowski, G., Ménard, B., Bizyaev, D., et al. 2015, *ApJ*, 798, 35
- Zeidler, P., Sabbi, E., Nota, A., & McLeod, A. F. 2021, *AJ*, 161, 140
- Zhang, M. & Kainulainen, J. 2019, *A&A*, 632, A85
- Zhang, Q., Qiu, K., Girart, J. M., et al. 2014, *ApJ*, 792, 116
- Zhang, S., Lu, X., Ginsburg, A., et al. 2025, *ApJL*, 982, L10

-
- Zhang, S., Zavagno, A., López-Sepulcre, A., et al. 2021, *A&A*, 646, A25
- Zhao, H. 2021, *Bandes interstellaires diffuses à 862 nm*, PhD thesis, Université Côte d’Azur
- Zhou, J.-W., Kroupa, P., & Wu, W. 2024, *A&A*, 691, A204
- Zinnecker, H. 1982, *Annals of the New York Academy of Sciences*, 395, 226
- Zinnecker, H. & Yorke, H. W. 2007, *ARA&A*, 45, 481
- Zwitter, T., Siebert, A., Munari, U., et al. 2008, *AJ*, 136, 421

Apéndice A

Notas sobre los datos

A1. Catálogo maestro del Complejo RCW 91

A1.1. Selección del catálogo base

Los catálogos con fotometría en el infrarrojo cercano de [Alonso-García et al. \(2018\)](#) y [Zhang & Kainulainen \(2019\)](#), representan los catálogos más profundos y de mejor resolución disponible para el Complejo RCW 91. De estos dos, debemos seleccionar un catálogo base a partir del cual construir el catálogo maestro del complejo.

Por un lado, el catálogo de [Alonso-García et al. \(2018\)](#) provee fotometría en las bandas Z , Y , J , H , y K_S , para un total de 8.46×10^8 fuentes en el área de VVV. En el disco Galáctico, el catálogo alcanza magnitudes límites de 19.6, 18.6, y 17.5 mag en las bandas J , H y K_S , respectivamente. [Alonso-García et al. \(2018\)](#) utilizaron el programa DoPHOT para hacer la fotometría de PSF, el cual priorizó la homogeneidad en campos con alta densidad estelar, utilizando múltiples épocas para mejorar la precisión.

Por otro lado, el catálogo de [Zhang & Kainulainen \(2019\)](#) entrega fotometría en las bandas J , H , y K_S , para un total de 9.26×10^8 fuentes en el área de VVV. En general, el catálogo alcanza magnitudes límites de 20.8, 19.5, y 18.7 mag en las bandas J , H y K_S , respectivamente. [Zhang & Kainulainen \(2019\)](#) utilizaron el programa DaoPHOT para realizar la fotometría de PSF, el cual se optimizó para detectar fuentes débiles y reducir artefactos en campos de baja densidad estelar.

Si bien, el catálogo de [Zhang & Kainulainen \(2019\)](#) es ~ 1 mag más profunda que el catálogo de [Alonso-García et al. \(2018\)](#), la metodología empleada en este último es más robusta en campos con alta densidad estelar, como es el caso de los grupos definidos en el Complejo RCW 91 (RCW 91B y Lynga 3). Para ilustrar esto, en la Figura A1.1 se presenta una región de tamaño $1' \times 1'$ definida alrededor de la estrella Sapaki, en donde se han marcado las fuentes con $K_S > 12$ mag que sólo se detectan en uno de los dos catálogos. En la imagen, podemos observar que DoPHOT detecta un mayor número de fuentes en la vecindad de Sapaki, incluyendo la fuente S1 (ver Tabla D.1). En cambio, DaoPHOT detecta fuentes muy débiles hacia la periferia de la imagen, en donde la densidad de estrellas decrece, aunque con una S/N muy baja. Si bien ambos catálogos parecen adecuados, en nuestro caso optaremos por utilizar el catálogo de [Alonso-García et al. \(2018\)](#) como

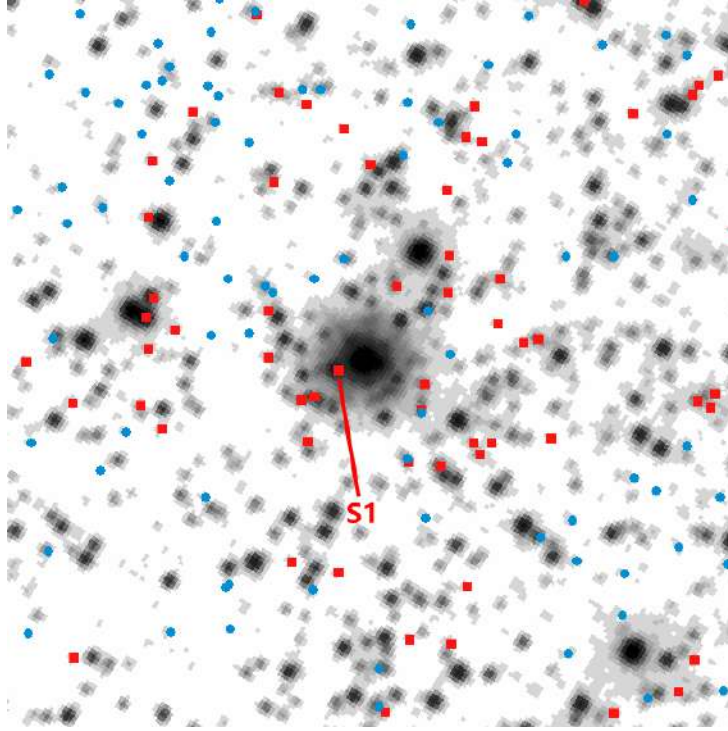


Figura A1.1: Imagen en la banda K_S (VVV) de tamaño $1' \times 1'$ centrada en las coordenadas de Sapaki (la fuente más brillante al centro de la imagen). Para un radio de búsqueda de $0.25''$, los cuadrados rojos son las fuentes que sólo se detectan en el catálogo de [Alonso-García et al. \(2018\)](#), mientras que los círculos azules representan las fuentes detectadas solamente en el catálogo de [Zhang & Kainulainen \(2019\)](#). Además, se ha señalado la posición de la fuente S1 (ver Tabla D.1) que se encuentra a $2.3''$ de Sapaki. El Norte es hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

catálogo base, dado que se desenvuelve mejor en regiones relativamente densas, además de que incluye fotometría para la fuente S1.

A1.2. Construcción del catálogo maestro

En primer lugar, se obtiene el catálogo de [Alonso-García et al. \(2018\)](#) desde el repositorio *VISTA Science Archive* (VSA¹). A través de una búsqueda utilizando el lenguaje de búsqueda estructurado (*Structured Data Language*, SQL), se obtuvo la fotometría de PSF en las bandas Z , Y , J , H , y K_S , para todas las fuentes con coordenadas $228.35^\circ < \text{RA} < 229.95^\circ$ y $-58.60^\circ < \text{Dec} < -57.71^\circ$. El catálogo entrega un total de $\sim 10^6$ fuentes en el área definida ($51' \times 54'$).

En segundo lugar, se obtiene fotometría de 2MASS de las fuentes saturadas en VISTA, utilizando el servicio *Table Access Protocol* (TAP) disponible en TOPCAT². Se obtuvo la fotometría en las bandas J , H y K_S , junto con los indicadores de la calidad de fotometría, para las fuentes en el área definida anteriormente. Luego, se hace un cruce entre el catálogo de 2MASS y VVVPSF, utilizando un radio de búsqueda de $1''$, para seleccionar las fuentes que sólo están en el catálogo de 2MASS, y así obtener $\sim 10^4$ fuentes. Después, se utilizan

¹<http://vsa.roe.ac.uk/>

²<https://www.star.bris.ac.uk/~mbt/topcat/>

las ecuaciones (1) – (4) de [Soto et al. \(2013\)](#) para transformar las magnitudes de las $\sim 10^4$ fuentes de 2MASS al sistema fotométrico de VISTA, en donde los errores se propagaron en forma cuadrática. También se hizo el proceso inverso, transformar las magnitudes del catálogo de VVVPSF al sistema de 2MASS, para así mantener las magnitudes en ambos sistemas. Para finalizar, se concatenan los catálogos de 2MASS y VVVPSF.

En tercer lugar, se obtiene la fotometría de GLIMPSE utilizando el servicio TAP de TOPCAT. Para el área definida, se obtuvo la fotometría en las bandas $3.6 \mu\text{m}$, $4.5 \mu\text{m}$, $5.8 \mu\text{m}$ y $8.0 \mu\text{m}$, a partir del Catálogo GLIMPSE360. Además, se obtuvo la fotometría en las bandas $3.6 \mu\text{m}$ y $4.5 \mu\text{m}$, tanto del Catálogo Deep GLIMPSE como del Archivo Deep GLIMPSE. Después, se realiza un cruce entre estos catálogos, y el catálogo concatenado de 2MASS/VVVPSF, utilizando un radio de búsqueda de $1''$. Alrededor de 1.7×10^5 fuentes tienen una contraparte en el Catálogo GLIMPSE360 y en el Archivo Deep GLIMPSE, mientras que solo 0.9×10^5 fuentes tienen una contraparte en el Catálogo Deep GLIMPSE.

En cuarto lugar, se obtienen los datos del catálogo Gaia DR3 utilizando el servicio TAP de TOPCAT. Para el área definida, se obtuvo la fotometría en las bandas G , G_{Bp} , G_{Rp} y G_{RVS} , movimientos propios, paralajes, velocidades radiales y otros indicadores de la calidad de la solución astrométrica. En Gaia DR3, los paralajes presentan un sesgo que debe ser corregido a primer orden, además de que la incertidumbre de la paralaje está ampliamente sub-estimada para distancias > 2 kpc ([Lindegren et al. 2021](#)). Para corregir ambos parámetros se siguió la receta de [Maíz Apellániz \(2022\)](#), para lo cual se creó un *script* en IDL que recibe como entrada una versión editada del catálogo de Gaia DR3, y calcula el punto cero de la paralaje y la incertidumbre externa. Después de realizar la corrección, se hace un cruce entre este catálogo y el catálogo maestro anterior, utilizando un radio de búsqueda de $1''$. Con esto, se obtienen 2×10^5 fuentes con una contraparte en Gaia DR3, aunque solo 1.7×10^5 fuentes tienen movimientos propios catalogados. Por otra parte, se realizó también un cruce con el catálogo de distancias heliocéntricas de [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#), que está disponible para 1.7×10^5 fuentes del catálogo maestro.

En este punto, se hizo una revisión visual sobre las imágenes de 2MASS, para asegurarnos de que las estrellas más brillantes en el área definida tengan una entrada en el catálogo maestro. Para ello, se cargó una imagen en la banda K_S en el atlas celestial Aladin³. En caso de que una estrella brillante no tenga una entrada en el catálogo, se añade manualmente una fila con las coordenadas observadas en la imagen. Luego, se busca información en el catálogo de 2MASS y Gaia DR3, dado que pueden haber sido excluidas al hacer los cruces entre catálogos anteriores. De esta forma, se logró identificar visualmente 17 fuentes que no habían sido identificadas en el primer filtro de 2MASS, además de 33 fuentes adicionales que solo fueron detectadas con Gaia DR3 (y por ende, no tienen fotometría infrarroja).

En quinto lugar, se obtienen los datos del recientemente publicado VIRAC2, el cual también está disponible a través del servicio TAP de TOPCAT. Para el área definida anteriormente, se obtuvo la fotometría en las bandas Z , Y , J , H y K_S , movimientos propios, paralajes y algunos indicadores de la calidad de la fotometría. Después, se hace un cruce entre el catálogo de VIRAC2 y el catálogo maestro, utilizando un radio de búsqueda de $0.8'$ y seleccionando solo las fuentes en el primer catálogo. De esta forma, se recuperan 1.3×10^5 fuentes que sólo están en VIRAC2, en donde 0.8×10^5 fuentes tienen $K_S > 16$ mag. Es importante señalar que la fotometría de VIRAC2 fue obtenida con el algoritmo DoPHOT,

³<https://aladin.cds.unistra.fr/>

por lo que complementa de forma perfecta el catálogo de [Alonso-García et al. \(2018\)](#) al incluir fuentes más débiles, y refuerza la elección de éste por sobre el catálogo de [Zhang & Kainulainen \(2019\)](#). Finalmente, se concatena el catálogo de fuentes en VIRAC2 con el catálogo maestro, obteniendo así un catálogo con 1.17×10^6 fuentes.

El último paso, es realizar un cruce entre el catálogo maestro y las bases de datos adicionales presentadas en la Sección 2.1. Afortunadamente, todas las bases de datos adicionales se encuentran disponibles a través del servicio TAP de TOPCAT, por lo que resta descargar los datos para el área del Complejo RCW 91 y realizar un cruce con el catálogo maestro, utilizando un radio de $1''$. De esta forma, tenemos un catálogo maestro con posiciones, fotometría infrarroja, fotometría óptica y movimientos propios, para un total de 1.17×10^6 fuentes en el Complejo RCW 91.

A1.3. Completitud del catálogo

El catálogo maestro del Complejo RCW 91 está compuesto principalmente por fuentes detectadas en el infrarrojo cercano. Para estimar la completitud del catálogo en este rango, realizaremos un ajuste lineal a la distribución acumulada del número de fuentes por intervalo de magnitud. De esta forma, el límite de completitud queda determinado en el punto en que el número de fuentes comienza a disminuir del valor esperado según el ajuste lineal. La completitud estimada de esta forma, no difiere significativamente del valor obtenido con test de estrellas artificiales en campos no-densos ([Maia et al. 2016](#)).

En los paneles derechos de la Figura A1.2, se presentan los límites de completitud estimados para el catálogo maestro. Considerando una completitud del 50 %, se derivan magnitudes límites de 20.0, 18.9 y 18.3 mag en las bandas J , H y K_S , respectivamente. En cambio, para una completitud del 95 %, se obtienen magnitudes límites de 18.7, 17.9 y 17.5 mag en las bandas J , H y K_S , respectivamente. Estos límites son adecuados para el promedio de la población estelar en el Complejo RCW 91, aunque en campos un poco más densos (como RCW 91B o Lynga 3) las magnitudes límites pueden ser un poco más brillantes.

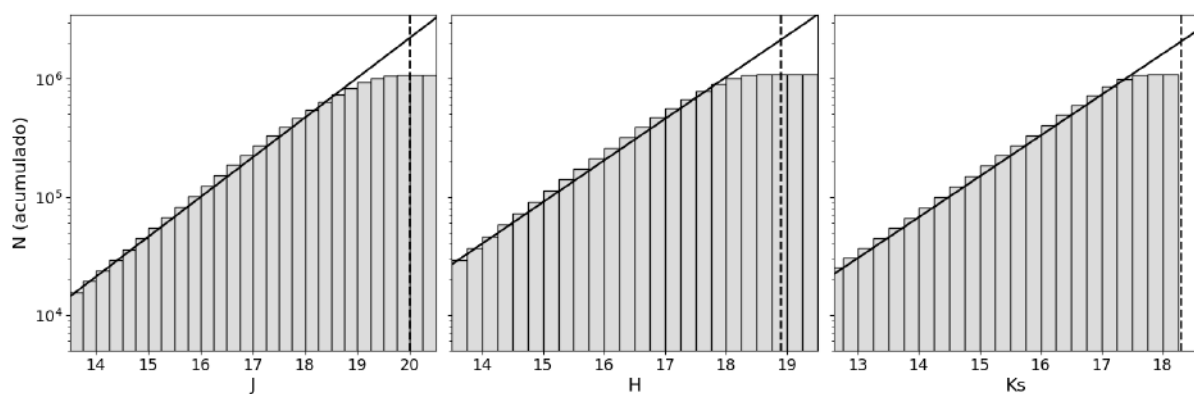


Figura A1.2: Histograma de frecuencia acumulada del número de fuentes como función de la magnitud observada. La línea punteada vertical muestra la magnitud límite en cada banda, para una completitud del 50 % ($J = 20.0$, $H = 18.9$ y $K_S = 18.3$ mag).

A2. Reducción y extracción de los datos espectrales

Un espectro estelar corresponde a la distribución de la intensidad de la radiación emitida en función de la longitud de onda. Éstos se obtienen con el paso de la luz estelar a través de rendijas muy pequeñas, dispersando la radiación electromagnética en un rango definido por el espectrógrafo. Los espectrógrafos actuales generan imágenes digitales 2D que deben ser reducidas y calibradas, antes de extraer los espectros 1D. A modo de ejemplo, en la Figura A2.1 se presenta una imagen obtenida con el espectrógrafo LDSS que muestra el espectro 2D de la fuente 304 (Tabla D.1).

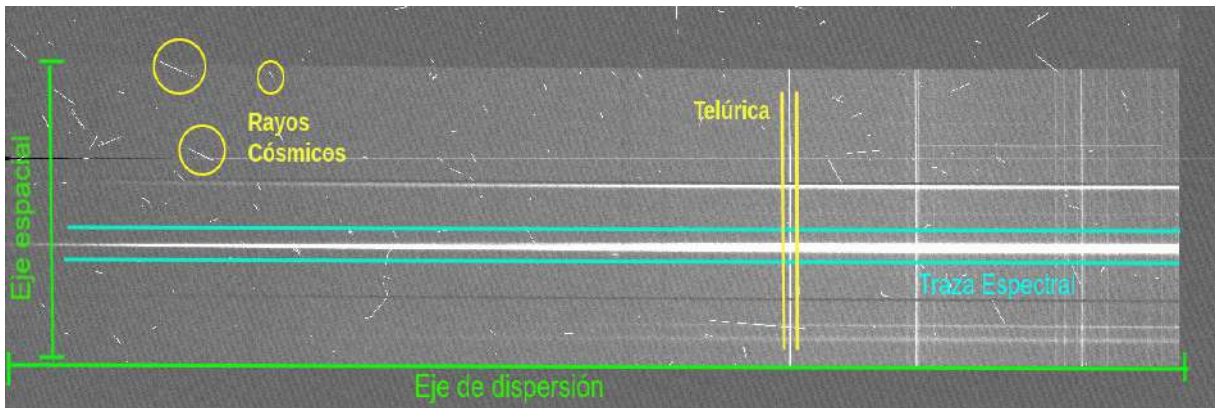


Figura A2.1: Imagen 2D con el espectro de la fuente 304 (Tabla D.1) en donde se ha delineado la orientación del eje espacial, el eje de dispersión, la traza, y algunos elementos misceláneos. La parte izquierda de la imagen corresponde con longitudes de onda más cortas ($\sim 4000 \text{ \AA}$), y la parte derecha con longitudes de onda más largas ($\sim 6000 \text{ \AA}$). La imagen fue tomada en la campaña del 02/06/2021 con el espectrógrafo LDSS, y se ha rotado 90° en sentido horario con respecto a la imagen original.

A continuación, se detalla el proceso de reducción, calibración y extracción de los datos espectroscópicos, para cada uno de los espectrógrafos utilizados.

A2.1. Espectros ópticos de LDSS

Low Dispersion Survey Spectrograph (LDSS) es una cámara y espectrógrafo óptico montado en el telescopio Magallanes Clay en el Observatorio Las Campanas, Chile. El detector está compuesto dos CCD de tamaño $2048 \times 4096 \text{ pix}^2$ cada uno, posee una escala de placa de $12.6''/\text{mm}$ y una escala de píxel de $0.19''/\text{pix}$, lo que permite un campo de visión de $6.4' \times 8.3'$. Además, el instrumento posee una serie de filtros fotométricos, grismas⁴ y rendijas para utilizar en los diversos modos que ofrece, ya sea para tomar imágenes o espectros. La región espectral que se puede observar se sitúa entre 3600 y $10000 \text{ \AA}$ y el poder resolutivo de este instrumento depende del tipo de grisma y del ancho de la rendija, alcanzando valores de $R = 300 - 3000$. Se utilizan lámparas de helio, neón y argón (HeNeAr) para realizar la calibración espectral en longitud de onda, y lámparas de cuarzo para corregir efectos de iluminación. En la Guía de Usuario de LDSS⁵ se pueden encontrar más detalles sobre el instrumento.

⁴Un grisma corresponde a un prisma y una rejilla de difracción acopladas, lo cual permite cambiar entre los modos de imagen y espectroscopía sin tener que cambiar la cámara

⁵https://www.lco.cl/?epkb_post_type_1=ldss-3-user-manual

Para reducir los datos que genera LDSS, se utiliza el programa de reducción y análisis de imágenes (*image reduction and analysis facility*, IRAF⁶), así como el programa visualizador de imágenes SAOImage DS9⁷.

Los datos de calibración incluyen exposiciones de 0 segundos para medir las cuentas del detector (*bias*), exposiciones de 70 segundos de la lámpara de cuarzo (*flat*), y exposiciones de 2 – 4 segundos de la lámpara de HeNeAr (*arc*).

A continuación, se describen los pasos de reducción y extracción de los espectros de LDSS.

Tratamiento previo

En primer lugar, se deben descartar datos mal tomados o que son irrelevantes en la reducción. Al realizar una inspección visual de las imágenes utilizando DS9 encontramos imágenes *bias* o *flats* mal tomadas, las cuales introducen errores sistemáticos al combinar por promedio varias imágenes de un tipo. Además, los espectros de ciencia muestran la traza en el chip 1, así que todas las imágenes del chip 2 son irrelevantes en los pasos siguientes.

Por otro lado, debemos determinar la orientación del espectro para que las rutinas de IRAF funcionen correctamente. Para ello, se puede editar el encabezado de las imágenes FITS para añadir el parámetro `dispaxis`, que es igual a 1 si el eje espacial está a lo largo de las filas y el eje de dispersión en las columnas, y viceversa para un valor de 2. En el caso de LDSS, tenemos `dispaxis = 2`, el cual se puede añadir con la rutina `hedit` de IRAF.

También debemos editar el encabezado de los datos para añadir o modificar los parámetros `trimsec` y `biassec`. El valor de `trimsec` define un área de recorte para la imagen, mientras que el valor de `biassec` define la región que se considerará para la corrección por *overscan*⁸. Para los datos del LDSS, si la traza está cerca del centro de la imagen, entonces los valores `trimsec = [600:750,20:4060]` y `biassec = [600:750,4120:4140]` funciona bien. Para aplicar estas correcciones, utilizamos la rutina `ccdproc` de IRAF, y se realizan sobre todas las imágenes (*bias*, *flats*, *arcs* y *specs*).

Corrección por *bias*

La sustracción del ruido instrumental ya fue echa con la corrección por *overscan*, pero puede que aún exista una estructura residual que debe ser removida. Para ello, se utiliza la rutina `zerocombine` para crear una imagen *bias* maestra, que resulta de la combinación por promedio de imágenes *bias* individuales. El *bias* maestro se crea por cada noche de observación. Luego, se utiliza la rutina `ccdproc` para aplicar la corrección por *bias*.

Corrección por *flat*

La sensibilidad de cada píxel y las variaciones a gran escala se remueven con esta corrección. Primero, se utiliza la rutina `flatcombine` para generar un *flat* maestro, que resulta de combinar por promedio las imágenes *flat* individuales previamente escaladas por la moda. Después, se utiliza la rutina `response` para normalizar el *flat* maestro utilizando un polinomio de orden alto (típicamente 7 para LDSS). Para aplicar la corrección por el *flat* maestro normalizado, se utiliza la rutina `ccdproc`.

⁶IRAF fue oficialmente discontinuado en 2013, pero a día de hoy existe una versión mantenida por la comunidad disponible en <https://iraf-community.github.io/>

⁷<https://sites.google.com/cfa.harvard.edu/saoimageds9>

⁸La corrección por *overscan* sustrae la contribución instrumental, pero no quita la estructura que puede tener el ruido (a diferencia de la corrección por *bias*)

Enmascaramiento de rayos cósmicos

Dado que algunas imágenes de ciencia alcanzan tiempos de observación mayores a los 10 minutos, hay una cantidad considerable de rayos cósmicos. Algunas rutinas de más adelante lidian con los rayos cósmicos, pero cuando éstos caen cerca de la traza, los algoritmos automáticos ven reducida su eficacia. Es importante señalar que, si el rayo cósmico cae directamente sobre una línea de absorción estelar, entonces la información de esa línea se perdió.

En primera instancia, se intentó con la rutina semi-automática `lacos_spec`⁹, pero el resultado fue bueno solo para un puñado de espectros (en los demás, las imágenes se arruinaban), por lo que se utilizó la rutina `imedit` para editar manualmente las imágenes. La rutina `imedit` permite ubicar rayos cósmicos sobre la traza a través de diagramas tridimensionales del flujo, y enmascararlos a partir de una interpolación lineal sobre los píxeles afectados, utilizando como referencia los píxeles contiguos que no están afectados por el rayo cósmico. Solo se necesitan remover los rayos cósmicos cercanos a la traza, no es necesario hacerlo para toda la imagen.

Extracción de los espectros

Para extraer los espectros 1D de las imágenes de ciencia reducidas se utiliza la rutina `apall`, la cual agrupa todas las rutinas de reducción en una sola tarea. En los parámetros de `apall` se debe definir el número de aperturas a identificar, el tamaño de la apertura de extracción, la región para la sustracción de cielo y el ajuste de la traza, aunque al correr la rutina se pueden editar estos parámetros de forma interactiva. En general, habrá solo una apertura en las imágenes (típicamente al centro), aunque puede darse el caso de que otra fuente haya caído lejos del centro de la rendija y se pueda obtener su espectro. Para las estrellas más brillantes, se define una apertura de tamaño ~ 7 píxeles, mientras que para las estrellas más débiles el tamaño es de ~ 4 píxeles. La región para la sustracción de cielo se define a ambos lados de la traza, a una distancia de ~ 10 píxeles del centro de la apertura de extracción. Para ajustar la traza, los polinomios de Legendre de orden 4 suelen funcionar bien, alcanzando un RMS de ~ 0.2 Å para las estrellas más débiles y de ~ 0.05 Å para las estrellas más brillantes.

El resultado de la extracción, es un archivo FITS multi-extensión (*multi-extension fits*, MEF) que incluye 4 capas por cada apertura definida. Cada capa contiene: 1) el espectro óptimo, 2) el espectro sin aplicar la sustracción de cielo, 3) el espectro del cielo, y 4) el espectro residual. Los espectros MEF se pueden visualizar utilizando la rutina `splot` de IRAF.

Calibración de la longitud de onda

El espectro obtenido muestra el eje X en coordenadas de píxeles y el eje Y muestra el número de cuentas de cada punto. Para convertir el eje X a unidades de Å se debe aplicar una conversión que viene dada por los espectros 1D de las lámparas de HeNeAr. En primer lugar, se extrae el espectro 1D de una imagen *arc* que esté recortada y corregida por *overscan*. En la rutina `apall`, se debe usar como referencia una imagen de ciencia (*spec*) que haya sido tomada relativamente cerca en el tiempo. El espectro 1D del arco consiste en líneas de emisión de los elementos que lo componen (helio, neón y argón), cuya longitud de onda es conocida. Cabe señalar que, para LDSS, la calibración de la longitud de onda es en el aire.

⁹<http://www.astro.wisc.edu/~cigan/reducing/lacos/lacos.html>

Después, se utiliza la rutina `identify` para identificar manualmente las líneas de emisión en el espectro del arco. Para ello, se debe tener un atlas del arco de comparación, en este caso para el grisma VPH_Blue. En general, basta con identificar ~ 5 líneas y luego se detectan las demás automáticamente utilizando un archivo que liste las longitudes de onda. La rutina es capaz de identificar entre 16 y 23 líneas, dependiendo del espectro del arco. Luego, se realiza un ajuste lineal a las conversiones de píxel a longitud de onda, eliminando puntos que estén alejados a más de 3σ de la media, y volviendo a iterar hasta converger. De esta forma, la solución de dispersión alcanza una RMS típica de $< 0.1 \text{ \AA}$, dependiendo del número de líneas consideradas en el ajuste. La solución generada con `identify`, puede ser utilizada por la rutina `reidentify` como una estimación inicial para otro arco de comparación, que puede haber sido tomado en otro horario o incluso otra noche de observación (pero con la misma configuración instrumental).

Posteriormente, se utiliza la rutina `hedit` para añadir el parámetro `refspec1` al encabezado de los espectros de ciencia. El parámetro `refspec1` es el nombre del arco que se utilizará como referencia para la calibración en longitud de onda. Finalmente, se utiliza la rutina `dispcor` para aplicar la solución a los espectros de ciencia, de forma que ahora el eje X estará en unidades de $\text{\AA}$. En este punto, se replican los pasos para cada espectro de ciencia.

Combinación de espectros

Los espectros de una misma fuente y que hayan sido tomados relativamente cercanos en el tiempo (de forma que la configuración instrumental no haya cambiado), se pueden combinar para aumentar la S/N . En este caso, se utiliza la rutina `scombine` para combinar por suma los espectros. Si no se realizó la remoción de rayos cósmicos en los pasos anteriores, entonces los espectros se pueden combinar por mediana para eliminarlos, aunque en este caso la S/N del espectro final será más baja.

Rectificación de espectros

El continuo de la luz estelar corresponde a la componente de cuerpo negro de la estrella. En los espectros de ciencia, se puede observar como una curva suave a gran escala, la cual está interrumpida por las diferentes líneas de absorción/emisión intrínsecas a la estrella. Rectificar un espectro, consiste en ajustar un polinomio al continuo y dividir cada punto del espectro por el valor del polinomio en ese punto. En este caso, se rectificarán los espectros combinados por suma (o mediana) de forma interactiva utilizando la rutina `splot`. Dado que el rango cubierto del espectro final es $\sim 3800 - 6200 \text{ \AA}$, se separará en cuatro espectros de menor rango, se rectificarán por separado y se volverán a unir en una sola imagen. Los rangos son: $3800 - 4000 \text{ \AA}$, $4000 - 4400 \text{ \AA}$, $4400 - 5100 \text{ \AA}$, y $5100 - 6200 \text{ \AA}$.

Para la rectificación de los espectros, es importante conocer la naturaleza de las fuentes observadas. Por ejemplo, las estrellas tempranas tienen líneas de absorción bastante anchas y separadas entre sí, por lo que el continuo es fácil de visualizar. En cambio, estrellas más tardías (e.g. el Sol) poseen un espectro óptico repleto de líneas de absorción, en donde el continuo es difícil de visualizar y ajustar. Con la rutina interactiva de `splot`, se pueden seleccionar las ventanas del espectro que se utilizarán para el ajuste del polinomio, de forma que evitamos las regiones con líneas de absorción/emisión intrínsecas a la estrella. Al final, se tendrá un espectro estelar en el rango $\sim 3800 - 6200 \text{ \AA}$ con un continuo unitario.

A2.2. Espectros ópticos de IMACS

El *Inamori-Magellan Areal Camera and Spectrograph* (IMACS) es una cámara de campo amplio y espectrógrafo óptico multi-objeto montado en el telescopio Magallanes Baade en el Observatorio Las Campanas, Chile. Ofrece dos tipos de cámara: la Cámara Corta con $f/2.5$ de razón focal y la Cámara Larga con $f/4.3$ de razón focal. Cada cámara posee un detector conformado por un arreglo de 8 CCD de $2048 \times 4096 \text{ pix}^2$ cada uno, distribuidos en forma de mosaico, dando un área total de $8192 \times 8192 \text{ pix}^2$. La Cámara Corta ocupa grismas, mientras que la Cámara Larga utiliza rejillas de difracción como elemento dispersor. Para la cámara larga, el rango espectral accesible está entre 3650 y 10000 Å y alcanza un poder resolutivo de $R = 1350 - 9375$. Para la cámara corta, el rango espectral accesible está entre 3900 y 9000 Å y el poder resolutivo $R = 450 - 900$. Se utilizan lámparas de HeNeAr para realizar la calibración espectral en longitud de onda, y lámparas de cuarzo para la corrección por efectos de iluminación. En la Guía de Usuario de IMACS¹⁰ se encuentran más detalles del instrumento.

Los datos que genera IMACS se reducen utilizando el programa *Carnegie Observatories System for MultiObject Spectroscopy v3* (COSMOS3¹¹), además de los programas IRAF y DS9. El programa COSMOS3 está optimizado en muy pocos sistemas operativos, por lo que es altamente recomendable utilizar la máquina virtual que provee el repositorio¹² del Observatorio Carnegie, la cual viene con el sistema operativo CentOS7 y el programa COSMOS3 instalados.

Los datos de calibración incluyen exposiciones de 60 – 70 segundos de la lámpara de cuarzo-halógeno (*flat*), y exposiciones de 2 – 3 segundos de la lámpara de HeNeAr (*arc*). Las imágenes *bias* no son necesarias para el programa que se utilizará para reducir los datos. Además, el programa requiere un archivo de texto que describe la máscara utilizada con IMACS, para que reconozca la posición de las rendijas en la imagen.

A continuación, se describen los pasos de reducción y extracción de los espectros de IMACS.

Tratamiento previo

Antes de iniciar la reducción, se debe inspeccionar las imágenes con DS9 para descartar archivos mal tomados. Además, debido a la configuración de la máscara del instrumento, los espectros de ciencia muestran la traza a lo largo de los chips 5, 6, 7 y 8., aunque en este caso mantendremos los archivos de los demás chips.

También, hay que configurar las variables de entorno `COSMOS_PAR_DIR` y `COSMOS_IMAGE_DIR` que necesita COSMOS3 para funcionar. La primera variable define el directorio con los parámetros de las rutinas de COSMOS3, mientras que la segunda variable define la carpeta con los datos.

Definición de la observación

Primero, se utiliza la rutina `defineobs` para crear un archivo con los detalles de la configuración instrumental. La rutina reconoce automáticamente la configuración a partir de una imagen de un arco de comparación, no obstante es recomendable revisar que la configuración esté correcta. El archivo generado sirve de entrada para las rutinas de más

¹⁰http://www.lco.cl/?epkb_post_type_1=imacs-user-manual

¹¹<https://code.obs.carnegiescience.edu/cosmos3>

¹²<https://code.obs.carnegiescience.edu/VM>

adelante.

Alineación de la máscara

A diferencia de la extracción de espectros con IRAF, en COSMOS3 primero se debe generar un mapa espectral con la solución de dispersión. Para lograr esto, las rutinas deben ser capaces de reconocer la ubicación de las rendijas en la máscara. Sin embargo, la predicción no es perfecta y presenta un desfase con respecto a la ubicación real de las rendijas. El grado de desfase se puede visualizar con la rutina `mark-slits`, que utiliza DS9 para marcar las posiciones predichas de la rendija sobre la imagen de un arco.

Luego, se utiliza la rutina `adjust-mask`, la cual permite corregir este efecto (en primera instancia) de forma interactiva con una imagen de un arco. Para ello, se debe hacer un clic sobre las posiciones predichas y reales en dos líneas de emisión, una al centro de la imagen y otra al borde. Después, se utiliza la rutina `align-mask` para corregir de forma semi-automática pequeñas variaciones que puedan existir aún. Al correr la rutina, se puede corregir de manera iterativa la escala, rotación y posición de las líneas, hasta optimizar los tres valores. En el caso de la máscara utilizada con IMACS, se alcanza un RMS de ~ 5 píxeles, debido al poco número de líneas detectadas en el arco (18 líneas). Al terminar de ejecutar esta rutina, el archivo generado con `defineobs` se actualizará.

Generación del mapa espectral

Una vez que las posiciones de la máscara estén corregidas, se utiliza la rutina `map-spectra` para generar un archivo con el mapa espectral. Además, se utiliza la rutina `adjust-map` para realizar una última corrección en la posición de las líneas, para lo cual se utilizan polinomios de orden bajo (≤ 3). Esta última rutina se corre sobre una imagen de arco, para así generar un nuevo archivo con el mapa espectral que requieren las rutinas de más adelante. En este punto, se puede verificar con la rutina `mark-slits` que el mapa haya quedado bien. Cabe señalar que el mapa espectral tiene las longitudes de onda calibradas en el aire.

Corrección por *overscan* y *flat*

Para generar un *flat* maestro normalizado se utiliza la rutina `Sflats`, la cual realiza la corrección por *overscan* a las imágenes *flat* y ajusta un polinomio para normalizarlo (típicamente de orden 5 para IMACS). Seguidamente, se utiliza la rutina `biasflat` sobre las imágenes de ciencia, para corregirlas por *overscan* y dividir las por el *flat* maestro normalizado.

Sustracción del cielo

La sustracción del ruido de fondo correspondiente al cielo nocturno se realiza con la rutina `subsky`, la cual requiere el archivo del mapa espectral y las imágenes de ciencia corregidas por *overscan/flat*. La imagen resultante tendrá un nivel de cielo de ~ 0 y permitirá extraer el espectro 1D.

Extracción de espectros

A partir de aquí existen dos caminos para extraer el espectro 1D: a) utilizar la rutina `extract-spec` de COSMOS3, o b) utilizar la rutina `apa11` de IRAF. En mi caso, hubo problemas al ejecutar la rutina `extract-spec` sobre las imágenes reducidas, por lo que opté por utilizar IRAF para extraer el espectro 1D.

Una vez en IRAF, lo primero es utilizar la rutina `imedit` para eliminar cualquier rayo cósmico cercano a la traza, siguiendo el método definido para los datos de LDSS (Sección

A2.1). Después, se utiliza la rutina `apall` para extraer el espectro 1D, aunque en este caso no es necesario definir una región para la sustracción de cielo, pues ya fue realizada con la rutina `subsky` de COSMOS3. En este caso, la apertura tiene un tamaño típico de $2 - 3$ Å y la traza se ajusta con un polinomio de orden 1, alcanzando una RMS de ~ 0.03 Å. El archivo resultante no es un MEF (debido a que no se sustrajo el cielo con `apall`), y contiene el espectro 1D ya calibrado en longitud de onda.

Combinación y rectificación de espectros

El proceso de combinar y rectificar los espectros de IMACS es muy similar al proceso realizado para los datos de LDSS. Los espectros individuales de una misma fuente se combinan por suma con la rutina `scombine`. No obstante, antes de rectificar se debe editar el espectro combinado utilizando `splot`, para así eliminar las caídas de flujo ocasionadas por los huecos entre los chips del detector (rangos $4400 - 4440$ y $5210 - 5250$ Å). Luego, se procede a rectificar el espectro de forma interactiva con la misma rutina. Al final, se tendrá un espectro estelar en el rango $\sim 3900 - 6000$ Å con un continuo unitario, aunque con dos rangos sin información.

A2.3. Espectros ópticos de MagE

Magellan Echellette (MagE) es un espectrógrafo óptico de rendija larga montado en el telescopio Magallanes Baade del Observatorio Las Campanas, Chile. Este instrumento utiliza una configuración *echellette*, que combina una rejilla de difracción de bajo orden con un prisma cruzado, permitiendo la obtención de espectros en múltiples órdenes espectrales. El sistema emplea un único detector CCD de 2048×4096 pix², diseñado para maximizar la eficiencia cuántica en el azul. El rango espectral cubierto abarca entre 3100 y 10500 Å, con un poder resolutivo típico de $R = 4100$ para una rendija de $1.0''$ de ancho. La calibración en longitud de onda se realiza mediante lámparas de torio y argón (ThAr), las variaciones píxel-a-píxel se corrigen con lámparas de xenón (región azul del espectro) y lámparas de cuarzo (región roja del espectro), y la ubicación de los órdenes espectrales se definen con las lámparas de xenón. En la Guía de Usuario de MagE¹³ se presentan más detalles sobre el instrumento.

Los datos de MagE se reducen utilizando las librerías y módulos de *Carnegie Python Distribution* (CarPy¹⁴), aunque también se utiliza IRAF y DS9. CarPy incluye un datoducto para reducir los datos de MagE de forma semi-automática y, al igual que COSMOS3, está optimizado para pocos sistemas operativos, por lo que se puede utilizar la máquina virtual del Observatorio Carnegie para correr los programas.

Los datos de calibración consisten en exposiciones de 25 – 50 segundos de la lámpara de xenón (*xe-flash*), exposiciones de 15 segundos de la lámpara de xenón desenfocada (*xe-flash blue flat*), exposiciones de 15 segundos de la lámpara de cuarzo (*dome red flat*), y exposiciones de 2 segundos de la lámpara de ThAr (*arc*).

A continuación, se describen los pasos de reducción y extracción de los espectros de MagE.

Tratamiento previo

Antes que nada, es esencial revisar la integridad de los datos, por ejemplo que no hayan

¹³https://www.lco.cl/?epkb_post_type_1=the-mage-spectrograph-user-manual

¹⁴<https://code.obs.carnegiescience.edu/carnegie-python-distribution>

datos mal tomados o que el encabezado de la imagen corresponda con el tipo de imagen. Además, las rutinas de más adelante asumen que el parámetro `object` en los encabezados tiene un nombre fijo para las imágenes de calibración. Por ende, se pueden editar los encabezados con `hedit` de IRAF para facilitar el proceso de más adelante.

Definición de la observación

En primer lugar, se utiliza la rutina `magedb` para generar un archivo que lista las propiedades importantes de las imágenes de calibración y de ciencia. La rutina obtiene la información del encabezado de las imágenes, por lo que si se realizó el tratamiento previo, no debería existir inconsistencias en las propiedades.

Generación de los datoductos

El datoducto de MagE realiza las correcciones típicas (*bias*, *flat*, *arc*) de forma semi-automática, aunque primero se deben crear las rutinas para cada archivo generado en el paso anterior. Con la rutina `magesetup`, se generan los sub-directorios y los datoductos de todas las fuentes observadas, además de un archivo `make` que permite ejecutar los datoductos de calibración y/o de ciencia.

Dado que algunas imágenes de ciencia se obtuvieron con masas de aire muy alta (> 1.6), la rutina `magesetup` se ejecutó con el parámetro `-individual` activo, de forma que se generan los datoductos para cada imagen de ciencia. Si no se ejecuta con este parámetro, entonces los espectros con masa de aire alta se sumarán con los espectros de mejor calidad, lo cual empeora la S/N del espectro final en lugar de mejorarla.

Ejecución de los datoductos

Luego de ejecutar `magesetup`, se puede correr todo el proceso de reducción y extracción simplemente con el comando `make`. Aunque, se pueden ejecutar los datoductos de calibración y de ciencia por separado con los comandos `make calib` y `make science`, respectivamente.

Al correr los datoductos de calibración, se generan los *flats* maestros normalizados para las regiones roja y azul del espectro, de forma separada. Además, se genera un mapa con los bordes de los órdenes espectrales, y se genera un mapa con la solución de dispersión y curvatura de las líneas.

Posteriormente, se corren los datoductos de ciencia para reducir y extraer los espectros para cada imagen, y para cada orden espectral. En este punto, se realiza de forma automática la corrección por *overscan*, corrección por *flat*, corrección de la distorsión en el eje X e Y, calibración de la longitud de onda, sustracción de cielo, identificación de la traza y extracción del espectro 1D. La longitud de onda se calibra en el aire.

El resultado es un archivo MEF por cada imagen de ciencia, el cual está compuesto por 5 capas para cada orden espectral. Cada capa contiene: 1) el espectro del cielo, 2) el espectro del objeto, 3) el espectro residual, 4) el espectro de S/N , y 5) el espectro de la primera lámpara de calibración utilizada.

Combinación de espectros

Como se mencionó anteriormente, algunas imágenes de ciencia fueron tomadas con una masa de aire > 1.6 , lo cual degrada mucho los espectros en la parte azul-violeta. Esto ocurre en las observaciones de la campaña del 31/07/2022, en donde se alcanzaba una $S/N < 10$ en 4500 Å para Sapaki si la masa de aire era muy alta. Por ende, no se tendrán en cuenta los espectros que hayan sido tomados con una masa de aire > 1.6 .

Primero, se utiliza la rutina `scombine` de IRAF para combinar por suma los espectros de ciencia que hayan pasado el filtro anterior. Además, se combinaron por mediana los espectros, para así identificar cualquier señal anómala (rayos cósmicos o píxeles malos) que pueda existir en el espectro combinado por suma. Al final, se utiliza la rutina `splot` de IRAF para remover estos efectos de forma interactiva, para cada orden espectral.

Rectificación de espectros

La rectificación se debe hacer para cada orden del espectro combinado por suma. Antes de rectificar, vamos a restringir el rango de los órdenes espectrales para que no se superpongan órdenes contiguos. Esto se puede realizar con la rutina `scopy` de IRAF, para así crear nuevos archivos con el espectro de cada orden, pero en un rango más acotado. Los rangos definidos son los siguientes: 3535 – 3745 Å, 3745 – 3990 Å, 4260 – 4580 Å, 4580 – 4940 Å, 4940 – 5370 Å, 5370 – 5870 Å, 5870 – 6490 Å, 6490 – 7240 Å, 7240 – 8190 Å, 8190 – 9480 Å, y 9500 – 10300 Å. Luego, se utiliza la rutina `splot` para rectificar de forma interactiva cada orden espectral, y al final se pueden unir todos los órdenes en un único espectro rectificado con la rutina `scombine`. Al final, tendremos un espectro estelar en el rango $\sim 3500 - 10300$ Å con un continuo unitario.

A2.4. Espectros infrarrojos de TSpec

TripleSpec4.1 (TSpec) es una cámara y espectrógrafo infrarrojo montado en el telescopio SOAR del Observatorio AURA, Chile. El detector tiene un tamaño de 2048×2048 pix², posee una escala de píxel de 0.34 "/pix, y tiene un campo visión de $\sim 4' \times 4'$. El instrumento emplea una rendija fija de $1.1'' \times 28''$ y su configuración de dispersión cruzada permite obtener múltiples órdenes espectrales en el rango $0.80 - 2.47$ μm y con $R = 3500$. La calibración en longitud de onda se realiza con lámparas de cobre, helio y argón (CuHeAr), y los efectos de iluminación se corrigen con lámparas de cuarzo. Además, los efectos de la atmósfera terrestre en los espectros infrarrojos, se corrigen con observaciones de estrellas de referencia (típicamente con tipo espectral A0V) a una masa de aire similar que las fuentes de ciencia. Más detalles sobre las características del instrumento de pueden encontrar en la documentación oficial de NOIRLab¹⁵.

Los datos de TSpec se reducen utilizando una versión modificada del paquete Spextool¹⁶ disponible para IDL¹⁷, aunque también se hace uso de IRAF y DS9. Los datos de esta Tesis, fueron reducidos con la versión 7.0 de IDL.

Los datos de calibración incluyen exposiciones de 2 segundos de la lámpara de cuarzo encendida (*flat on*), exposiciones de 2 segundos con la lámpara de cuarzo apagada (*flat off*), exposiciones de 2 segundos de la lámpara de CuHeAr (*arc*), y exposiciones de ~ 15 segundos (según el brillo) de estrellas de tipo espectral A0V (*telluric*). Además, las estrellas de ciencia fueron observadas siguiendo un patrón de *dithering*¹⁸ tipo ABBA, para así eliminar fácilmente la emisión de OH terrestre y el ruido del cielo nocturno.

A continuación, se describen los pasos de reducción y extracción de los espectros de TSpec.

¹⁵<https://noirlab.edu/science/programs/ctio/instruments/triplespec41-nir-imaging-spectrograph>

¹⁶<https://noirlab.edu/science/observing-noirlab/observing-ctio/observing-soar/data-reduction/triplespec-data>

¹⁷<https://www.nv5geospatialsoftware.com/Products/IDL>

¹⁸El *dithering* es una técnica observacional que consiste en observar una fuente y luego desplazar ligeramente el telescopio, para que así la traza de la fuente caiga en otra posición del eje espacial de la rendija

Configuración inicial

En primer lugar, se debe editar un archivo del paquete Spextool para definir el instrumento que fue utilizado para la adquisición de los datos, en este caso TSpec. Después, en IDL se ejecuta la rutina `xspextool` para abrir una interfaz de usuario gráfica (*graphical user interface*, GUI) que permite reducir y extraer los espectros. La parte superior de la GUI debe mostrar el instrumento definido en el archivo anterior.

Luego, en la pestaña *Paths* de la GUI se definen la ubicación de tres directorios: 1) en donde se almacenan los datos en bruto, 2) en donde se almacenarán los datos de calibración procesados, y 3) en donde se almacenarán los datos de ciencia reducidos. Aquí, basta cerciorarse que los archivos necesarios se encuentren en la carpeta de los datos en bruto.

Trazado de órdenes y creación de los archivos de calibración

En la GUI de `xspextool`, seleccionamos la pestaña *Cals* e ingresamos el nombre de los archivos correspondientes a los *flat on* y *flat off*. De esta forma, el programa genera un *flat* maestro normalizado y construye un mapa con los bordes de los órdenes espectrales.

Ahora, en la misma pestaña, se ingresa el nombre de los archivos correspondientes a los *arc*, se especifica el tipo de líneas de emisión (CuHeAr) y se ingresa el nombre del *flat* maestro generado anteriormente. De esta forma, el programa reconoce automáticamente las líneas de emisión y se genera un mapa espectral con la solución de dispersión. Las longitudes de onda estarán calibrada en el vacío. Típicamente, la RMS del ajuste es de $0.2 - 0.3 \text{ \AA}$.

Reducción y extracción de espectros

Una vez que se crean los archivos de calibración, en la GUI de `xspextool` seleccionamos la pestaña *Point Source* para reducir y extraer los espectros. Dado que los datos fueron tomados siguiendo un patrón de *dithering* ABBA, los espectros se reducen de a pares. En la GUI se debe ingresar el nombre de las imágenes A y B, el nombre del *flat* maestro normalizado, y el nombre del mapa espectral. De esta forma, el programa restará las imágenes A y B para sustraer el ruido de fondo y la emisión de OH terrestre, se dividirá por el *flat* normalizado y se aplicará la solución de dispersión. La imagen resultante estará reducida y mostrará dos trazas, una con cuentas positivas y otra con cuentas negativas.

Luego, se debe identificar la posición de las aperturas de extracción, para lo cual se ingresa un valor estimado del centro y luego el programa determina un valor más preciso. Seguidamente, se eligen los órdenes que se desean trazar, en el caso de TSpec se trazan todos excepto el orden más azul (orden 7) debido a la poca transmisión que tiene el filtro en este rango. Para trazar los espectros, el programa realiza un ajuste Gaussiano a los perfiles espaciales y ajusta un polinomio al centro del perfil como función de la columna. También, se puede trazar utilizando los centros de las aperturas definidos anteriormente, lo cual es útil para fuentes con una traza muy débil o para fuentes que muestran una traza doble.

Después de trazar los objetos, resta definir los parámetros de extracción. En este punto, se define el tamaño de la apertura de extracción y la región utilizada para la sustracción del ruido de fondo. El tamaño típico de la apertura de extracción es de $2 - 3''$, según el brillo de las fuentes observadas. La región de cielo tiene un tamaño típico de $1 - 2''$ y se ubica a $\sim 5''$ del centro de la apertura. Antes de realizar la extracción, se abrirá una nueva GUI mostrando las regiones definidas. Si está todo bien, se procede con la extracción del

espectro para la traza positiva y la traza negativa.

El resultado es un archivo MEF con los espectros calibrados en longitud de onda. Si se tomaron más espectros de la misma fuente con el patrón AB, se puede realizar la extracción de forma automática, manteniendo los parámetros utilizados en la extracción anterior. Este proceso se replica para las estrellas de ciencia y para las estrellas telúricas.

Combinación de espectros

Antes de realizar la corrección telúrica, es necesario combinar los espectros para aumentar la S/N . No obstante, hay que ser cuidadoso en combinar espectros que hayan sido tomados seguidos en el tiempo, de forma que la masa de aire no cambie mucho entre cada espectro. En particular, para la fuente S1 (ver Tabla D.1) se tomaron bastantes imágenes que cubren un rango de masa de aire de 1.3 – 1.6, por lo que los espectros se combinaron en tres grupos distintos, para después elegir la estrella telúrica con la masa de aire más parecida a la del espectro combinado.

Para combinar los espectros, se ejecuta la rutina `xcombspec` en IDL, la cual abre una nueva GUI en donde se pueden cargar y visualizar los espectros obtenidos para una fuente. En la mayoría de casos, los flujos son diferentes para cada espectro, debido a la variabilidad del cielo, pérdidas de flujo por la rendija, etc. Por esta razón, se deben escalar los flujos de todos los espectros y en todos los órdenes a un valor común, utilizando como referencia la escala definida para un orden específico. Por ejemplo, la región entre 1.2 – 1.3 μm del orden 5, genera un buen escalado del flujo en todos los órdenes. Por otra parte, la GUI tiene la opción de enmascarar interactivamente los puntos del espectro con valores espurios (píxeles malos, rayos cósmicos, etc.). En este caso, se enmascaran píxeles malos de los órdenes 4 y 5 solamente para algunos espectros, dado que la combinación permite eliminar algunos de estos valores. Finalmente, los espectros se combinan utilizando una media ponderada robusta, la cual identifica valores atípicos ($> 7\sigma$) y les asigna un peso muy bajo en el cálculo de la media, además de propagar la varianza.

Nuevamente, el resultado es un MEF con el espectro combinado. Este proceso se realiza para los espectros de ciencia y los espectros de telúricas.

Corrección telúrica

Los espectros combinados aún muestran líneas/bandas de absorción terrestres que deben ser removidas. La corrección telúrica se realiza de forma interactiva con la rutina `xtellcor` en IDL. Al ejecutar la rutina, se abrirá otra GUI en donde se ingresa el nombre del archivo con el espectro combinado de la telúrica, su magnitud B y V , y el nombre del espectro combinado de ciencia. En este caso, la diferencia entre la masa de aire de la estrella telúrica y la ciencia debe ser < 0.1 , en caso contrario la GUI arrojará una alerta en la parte superior.

Posteriormente, se debe construir un *kernel* de convolución entre el espectro de la telúrica y un espectro modelo de Vega (A0V). Esto se realiza en el orden 6, dado que está la línea de $\text{Pa}\delta$ 1.005 μm relativamente aislada. Luego, se seleccionan dos regiones alrededor de la línea y se ajusta el continuo local, utilizando un polinomio de orden alto (típicamente 7). Después, se selecciona el rango que cubre $\text{Pa}\delta$ y se construye el *kernel* de convolución. Si la RMS es $< 1\%$, entonces la convolución es óptima, sino se puede volver a definir las regiones de continuo y de la línea para optimizar el ajuste. En la campaña del 03-04/05/2023, la RMS alcanzada fue $< 1 - 2\%$. En la campaña del 18-19/06/2024 la RMS típica fue $< 5\%$,

dado que la estrella telúrica observada correspondía a una A1 III, de forma que fue más difícil alcanzar un buen ajuste.

Después de construir el *kernel*, se deben escalar manualmente las líneas de hidrógeno del espectro de la telúrica, para que tengan la misma intensidad que en el modelo de Vega. En general, este efecto es más severo en el orden 4 debido a la mayor densidad de líneas de hidrógeno, aunque se deben chequear y corregir los otros órdenes también. Para estimar el factor de escala, se selecciona una región alrededor de una línea de hidrógeno relativamente aislada, para que la rutina estime de forma automática el factor. Luego, se procede a ajustar la escala de las demás líneas de forma manual. Es importante señalar que las líneas de hidrógeno presentan una distorsión sistemática, de modo que las líneas más centrales se escalan con factores mayores (o menores) en comparación con las líneas en los extremos del espectro. Una vez escaladas las líneas de hidrógeno más importantes, se construye el espectro telúrico.

Antes de aplicar la corrección telúrica, se puede modificar el desplazamiento entre el espectro telúrico y el espectro de ciencia. En cada orden espectral, se selecciona una región que tenga un número decente de líneas telúricas, para que así el programa determine automáticamente el mejor desplazamiento. Por ejemplo, la región $2.33 - 2.43 \mu\text{m}$ en el orden 3, permite alcanzar una $\text{RMS} < 0.05 \text{ pix}$. Típicamente, los desplazamientos son < 1 píxel en todos los órdenes espectrales. En este punto, se puede guardar el modelo con la corrección telúrica, para así utilizarlo en otros espectros combinados de ciencia con una masa de aire similar. Una vez que se corrigen todos los órdenes, se aplica la corrección telúrica al espectro de ciencia.

El resultado es un archivo MEF con tres capas: 1) línea o apertura del espectro, 2) tipo de espectro, y 3) orden espectral. En particular, la segunda capa almacena la solución de dispersión, el espectro corregido por telúricas, y el espectro residual. Dado que la solución de dispersión se almacena en una capa del archivo en lugar del encabezado, algunas las rutinas de IRAF (como `splot`) fallan en mostrar el eje X en unidades de μm . Aunque, con la `xvspec` de IDL se pueden visualizar sin problema los espectros generados con `xtellcor`.

Rectificación de espectros

Antes de rectificar los espectros, se crearán nuevos archivos que puedan ser reconocidos por la rutina `splot` de IRAF. Cada orden de la imagen generada con `xtellcor`, se separa en dos archivos: uno con la solución de dispersión y otro con el espectro corregido. Luego, se utiliza la rutina `mkmultispec` del paquete `stdas` de IRAF, para aplicar la solución de dispersión (en forma de archivo) al espectro corregido. El proceso se realiza para cada orden espectral, de forma que por cada archivo creado con `xtellcor` tendremos cuatro archivos (órdenes 3 – 6) con los espectros calibrados en longitud de onda. Dado que son demasiados archivos, se creó un *script* en IRAF que permite realizar esto de forma automática.

Ahora que los espectros se pueden visualizar con la rutina `splot`, se pueden rectificar de forma interactiva. Dado que los órdenes cubren un rango acotado en longitud de onda, se procede a rectificar el continuo en cada orden espectral, para cada estrella observada. En este punto, se pueden realizar correcciones estéticas al espectro, como enmascarar píxeles con flujo negativo o enmascarar las regiones con una contaminación telúrica residual alta. Posteriormente, los órdenes se combinan en un solo espectro con la rutina `scombine`. Finalmente, se obtienen espectros estelares en el rango $\sim 9700 - 24500 \text{ \AA}$ con un continuo unitario.

A2.5. Espectros infrarrojos de FIRE

Folded port InfraRed Echellette (FIRE) es un espectrógrafo infrarrojo montado en el Telescopio Magallanes Baade del Observatorio Las Campanas, en Chile. El instrumento opera principalmente en modo *echellette*, aunque también incluye un modo de rendija larga con mayor transmisión. El detector CCD es de tamaño 2048×2048 pix² y presenta una escala de píxel de $0.18''/\text{pix}$. El modo *echellette* permite obtener espectros en el rango $0.82 - 2.51 \mu\text{m}$ con $R = 6000$, si se usa una rendija de $0.6''$ de ancho. Además, las calibraciones del modo *echellette* incluyen observaciones de una lámpara de cuarzo para corregir la ganancia de los píxeles, y observaciones de una pantalla blanca o del cielo crepuscular para corregir la iluminación de la rendija. La calibración en longitud de onda se realiza con la lámpara de ThAr, pero si las observaciones de ciencia superan los 8 – 10 minutos entonces la calibración se realiza con las líneas de emisión de OH terrestres. La corrección telúrica se realiza con la observación de estrellas de referencia con tipo espectral A0V. Mas detalles sobre el instrumento se puede encontrar en el Manual de Observación de FIRE¹⁹.

Los datos de FIRE se reducen utilizando el paquete FIREHOSE²⁰ de IDL, así como también IRAF y DS9. Las rutinas de FIREHOSE están basadas en las rutinas de Spextool, pero FIREHOSE es mucho más limitada en cuanto a funcionalidad. Los datos de esta Tesis, fueron reducidos con la versión 7.0 de IDL.

Los datos de calibración consisten en exposiciones de 5 segundos de la lámpara de cuarzo intensa (*flat Ql*), exposiciones de 40 segundos de la lámpara de cuarzo tenue (*flat Qh*), exposiciones de 30 segundos de la pantalla blanca (*flat Louver*), exposiciones de 1 segundo del crepúsculo (*sky flat*), exposiciones de 5 – 30 segundos de la lámpara de ThAr (*arc*), y exposiciones de 5 – 40 segundos de las estrellas telúricas (*telluric*). Al igual que con TSpec, las exposiciones de ciencia se obtienen siguiendo un patrón de *dithering* ABBA.

A continuación, se describen los pasos de reducción y extracción de los espectros de FIRE.

Configuración inicial

Una vez en IDL, se ejecuta la rutina `firehose` para abrir una GUI bastante similar a la de Spextool. En la pestaña *Setup*, se define la ubicación de dos directorios: 1) en donde se almacenan los datos en bruto, y 2) en donde se almacenarán los archivos procesados. Aquí, basta revisar que las observaciones se encuentren en la primera carpeta.

Trazado de los órdenes espectrales

Después se selecciona la pestaña *Trace*, en donde se deben ingresar las imágenes *flat Ql* o *flat Qh*, para que así el programa identifique el borde de los órdenes espectrales. En este caso, se creó una máscara de los órdenes con un archivo de *flat Ql*, dado que se tuvo problemas con FIREHOSE al usar imágenes *flat Qh* (el programa se bloqueaba y cerraba).

Creación de los archivos de calibración

Los archivos de calibración se crean en la pestaña *Flats* de la GUI. En este paso, se deben ingresar los archivos *flat Qh* o *flat Ql* para corregir las variaciones píxel-a-píxel, además de los archivos *flat Louver* o *sky flat* para corregir el gradiente de iluminación en la rendija. Además, se debe ingresar un archivo para corregir la inclinación de la rendija

¹⁹<https://www.lco.cl/magellan-instruments/fire-observing-manual-local/>

²⁰<https://wikis.mit.edu/confluence/display/FIRE/FIRE+Data+Reduction>

como función de la longitud de onda, la cual se puede hacer con la lámpara de ThAr o una exposición larga de ciencia (para usar las líneas de OH terrestres). También se debe ingresar la máscara con los órdenes espectrales generada anteriormente. De esta forma, se genera un *flat* maestro normalizado para corregir nuestras imágenes de ciencia.

La calidad del *flat* maestro es muy susceptible al tipo y número de imágenes ingresadas. En nuestro caso, se alcanzaron resultados óptimos utilizando 20 imágenes *flat Qh*, 5 imágenes *sky flat*, y una imagen de la lámpara de ThAr pero con 30 segundos de exposición. Cabe señalar que FIREHOSE experimentó problemas al utilizar imágenes de ThAr con menores tiempos de exposición 5 – 20 segundos, así como también al ingresar exposiciones largas de ciencia.

Generación de la estructura de FIRE

Una estructura en IDL, es un tipo de tabla binaria que permite organizar y manipular datos relacionados bajo un solo nombre (similar a un diccionario de Python). FIREHOSE almacena la información relevante de los datos en una estructura de IDL, la cual se puede crear de forma automática en la pestaña *Structure* de la GUI.

Para generar la estructura de FIRE, el programa revisa los encabezados de los archivos, asigna las imágenes ThAr correspondientes a las observaciones de ciencia y telúricas, y asigna la telúrica más adecuada a cada imagen de ciencia (según las coordenadas y masa de aire). En este punto, se debe revisar que los arcos de ThAr y las telúricas estén emparejadas con las imágenes de ciencia correctas, sino se puede editar de forma manual la estructura de FIRE.

Reducción y extracción de espectros

El proceso de reducción y extracción de fuentes se realiza de forma automática en la pestaña *Extract* de la GUI. En esta parte, el programa genera un mapa espectral a partir de la lámpara de ThAr o de una exposición larga con líneas de OH brillantes, en nuestro caso con la lámpara de ThAr. Además, el programa realiza las correcciones de velocidad heliocéntrica y calibra las longitudes de onda en el vacío. Luego, el programa calcula la inclinación de la rendija, realiza la sustracción del cielo y colapsa los órdenes espectrales (a lo largo del eje espectral) para así identificar la traza del objeto. Después, se ajusta un perfil a la traza, se realiza una segunda sustracción de cielo, y se itera sobre este proceso hasta que se minimicen los residuos del ajuste. Seguidamente, el programa realiza la extracción del espectro utilizando el perfil definido anteriormente, para cada orden espectral. En general, el programa determina aperturas de extracción de tamaño $\sim 4 - 6$ píxeles ($0.8 - 1.2''$), según el brillo de la fuente.

Corrección telúrica

La corrección telúrica se realiza con una versión modificada de la rutina *xtellcor* del paquete Spextool, y se puede ejecutar desde la pestaña *Telluric* de la GUI. El proceso es el mismo que para los datos de TSpec (ver [A2.4](#)), aunque requiere más tiempo debido a que los espectros de FIRE se distribuyen en 21 órdenes, a diferencia de los 5 órdenes de TSpec. En la construcción del *kernel* de convolución se alcanzó una $RMS < 2\%$. Además, las líneas de hidrógeno se debían escalar en los órdenes 16, 29 y 30 de todos los espectros. Después, los desplazamientos del espectro telúrico se ajustaron en el rango $0 - 0.7$ pix, dando una $RMS < 0.1$ pix. Luego, se aplica la corrección telúrica al espectro de ciencia y se guarda la configuración para futuras correcciones.

Combinación de espectros

Una vez que esté hecha la corrección telúrica, se selecciona la pestaña *Combine* de la GUI para combinar las imágenes en espectros 1D. El programa combina por media los espectros de cada objeto, ponderando por la S/N . Luego, se genera un archivo por cada orden, para cada espectro combinado de ciencia. Cabe señalar que la longitud de onda está en unidades logarítmicas, por lo que los espectros no se pueden visualizar directamente con la rutina `splot` de IRAF, en su lugar se usa la rutina `x_specplot` de IDL.

Rectificación de espectros

Antes de rectificar los espectros, la longitud de onda se debe convertir de unidades logarítmicas a unidades lineales, para lo cual utilizamos IRAF. Primero, se utiliza la rutina `wspectext` para convertir los archivos *fits* a *ascii*. Después, mediante una secuencia de comandos, la columna con las longitudes de onda se convierte a una escala lineal. Finalmente, se utiliza la rutina `rspectext` para convertir el archivo *ascii* a *fits*, de forma que ahora se puede visualizar con `splot`. Mediante un *script* en IRAF, se automatizó el proceso para todos los espectros obtenidos con FIREHOSE.

Luego de corregir las longitudes de onda, se rectifica el continuo de cada orden, para cada estrella observada. Además, se realizan correcciones estéticas al espectro luego de rectificar cada orden. Después, los órdenes se combinan en un solo espectro con la rutina `scombine`. Finalmente, se obtienen espectros estelares en el rango $\sim 8300 - 25000 \text{ \AA}$ con un continuo unitario.

A3. Datos espectrales fuera del Complejo RCW 91

Durante algunas campañas observacionales con TSpec, en los momentos en que la altura de RCW 91 era demasiado baja (i.e. masa de aire muy alta), se aprovechó de observar estrellas de tipo O y B conocidas en nuestra Galaxia, para ser utilizadas como estrellas de referencia en nuestro análisis. En la Tabla A3.1 se presenta los detalles referentes a las campañas observacionales para estos objetos. Por un lado, las estrellas observadas en NGC 6231 fueron utilizadas como referencias de tipo espectral y de velocidad radial en el infrarrojo cercano, mientras que las estrellas observadas en el resto de regiones (NGC 3603 y Westerlund 2) fueron utilizadas como referencias de tipo espectral en el infrarrojo cercano. Por otro lado, las estrellas con espectroscopía óptica (RFS3 y HD 64568) fueron utilizadas tanto para la clasificación espectral como para la medición de velocidades radiales. La observación de estas fuentes, especialmente en el infrarrojo cercano, fue de gran utilidad para refinar el tipo espectral y la clase de luminosidad de estrellas masivas en el Complejo RCW 91.

Tabla A3.1: Diario de las observaciones espectroscópicas realizadas fuera del Complejo RCW 91, ordenadas cronológicamente. La primera columna es el nombre de la región parental, la segunda columna es el identificador de la estrella, la tercera columna es su tipo espectral y la cuarta columna es la referencia del tipo espectral. La quinta columna es el identificador de la campaña observacional, la sexta columna es la fecha de la campaña, la séptima columna es el espectrógrafo utilizado y la octava columna es el poder resolutivo de la configuración utilizada. La novena columna es el tiempo total de exposición, contando todos los espectros adquiridos para una fuente, en cada campaña. Las líneas negras que cubren las primeras cuatro columnas, significa que la misma estrella fue observada en una época diferente.

Referencias. B22: [Banyard et al. \(2022\)](#), L80: [Levato & Malaroda \(1980\)](#), R16: [Roman-Lopes et al. \(2016\)](#), R24: [Roman-Lopes \(2024\)](#), S14: [Sota et al. \(2014\)](#) y V93: [Vijapurkar & Drilling \(1993\)](#).

Región	ID Estrella	SpT Lit.	SpT Ref.	Prog. ID ^(a)	Fecha Obs.	Instr.	R	t_{exp} (s)
NGC 3603	RFS1	O2 V	R16	I4T024LE	2023-03-10	MagE	4100	9900
				23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	60
NGC 3603	RFS3	O2 If*	R16	I4T024LE	2023-03-10	MagE	4100	18000
				23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	120
NGC 2467	HD 64568	O3 V((f*))z	S14	I4T024LE	2023-03-10	MagE	4100	170
Westerlund 2	MSP 182	O3.5 V((f))	R24	I4T024LE	2023-05-30	FIRE	4800	380
Westerlund 2	MSP 199	O3 V((f*))	R24	I4T024LE	2023-05-30	FIRE	4800	464
NGC 3603	RFS2	O2 If*/WN5	R16	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	120
NGC 3603	RFS4	O4 III	R16	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	80
NGC 3603	RFS5	O3 If*/WN6	R16	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	80
NGC 3603	RFS6	O4.5 V	R16	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	80
NGC 3603	RFS7	O2.5 If/WN6	R16	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	60
NGC 3603	RFS8	O3.5 If*	R16	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	80
NGC 3603	RFS9	O5 Vz	R16	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	80
NGC 3603	RFS10	O6 Ia	R16	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	60
Gum 35	UCAC2 4783744	O8 Iabf	S14	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	40
...	HD 308433	B1 Ia	V93	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	20
NGC 6231	HD 152314	O9 IV	S14	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	16
NGC 6231	HD 326331	O8 IVn((f))	S14	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	16
NGC 6231	CD-41 11042	O9.5 IV	S14	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	24
NGC 6231	CPD-41 7734	B0 Vn	L80	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	120
NGC 6231	CPD-41 7712	B1 V	L80	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	64
NGC 6231	HD 152219	O9.5 III(n)	S14	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	16
NGC 6231	V* V1032 Sco	B2 V	B22	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	120
NGC 6231	HD 152233	O6 II(f)	S14	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	8
NGC 6231	NGC 6231 194	B3 V	B22	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	280
NGC 6231	NGC 6231 30	B5 V	B22	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	280
NGC 6231	NGC 6231 265	B7 V	B22	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	400

Fin de la Tabla A3.1

Apéndice B

Notas sobre el análisis

B1. Clasificación espectral estelar

B1.1. Espectroscopía óptica

Para las estrellas de tipo O, se mide el EW de líneas espectrales clave, se calculan los cocientes entre líneas, y se clasifican las estrellas siguiendo los criterios definidos en [Martins 2018](#). El cociente $\log(\text{EW}[\text{He I } \lambda 4471] / \text{EW}[\text{He II } \lambda 4542])$ es el principal indicador del tipo espectral (~ 0 para O7). Para las estrellas O más tempranas se prefiere el cociente $\text{N IV } \lambda 4058 / \text{N III } \lambda \lambda 4634\text{--}40$ (~ 1 para O3), mientras que para las estrellas O más tardías se prefiere el cociente $\text{He I } \lambda 4471 / \text{He II } \lambda 4200$ (~ 1 para O9). Por otra parte, el EW de $\text{He II } \lambda 4686$ indica la clase de luminosidad en estrellas O3–O8.5, mientras que el cociente $\text{He II } \lambda 4686 / \text{He I } \lambda 4713$ indica la luminosidad en estrellas O9–O9.7. Asimismo, para las estrellas más tempranas, la línea de $\text{H}\beta$ permite discriminar entre los tipos OIf*, OIf*/WN y WN, pues aparecerá con un perfil de absorción, P-Cygni y emisión, respectivamente ([Crowther & Walborn 2011](#)). Además, se calculan cocientes que incluyen otras líneas (Si IV $\lambda 4089$, He I $\lambda 4387$, Si III $\lambda 4553$) y se asignan los respectivos calificadores según la peculiaridad del espectro ([Sota et al. 2011](#)) en caso de ser necesario. Dado que los espectros poseen un poder resolutivo bajo a moderado ($R = 1400 - 4100$), se procede a comparar el espectro observado con un espectro de referencia de tipo espectral similar. Finalmente, se asigna el tipo espectral que mejor represente los cocientes de EW y el espectro de referencia.

Para las estrellas de tipo B, se mide el EW de las líneas espectrales importantes, se calcula el cociente entre líneas, y se clasifican las estrellas siguiendo los criterios de diversos autores ([Didelon 1982](#), [Evans et al. 2015](#), [Liu et al. 2019](#)). La línea de $\text{He II } \lambda 4542$ desaparece casi por completo en estrellas B0, mientras que $\text{He II } \lambda 4686$ se puede observar hasta estrellas B0.5–B1 ([Walborn & Fitzpatrick 1990](#)). El cociente entre el EW de Si IV $\lambda 4089$ y Si III $\lambda 4553$ es el principal indicador del tipo espectral en estrellas B tempranas (~ 1 para B0.7). En estrellas B intermedias se utiliza el cociente $\text{Si II } \lambda 4128 / \text{He I } \lambda 4121$ (~ 1 para B5), mientras que en estrellas B tardías se usa el cociente $\text{Mg II } \lambda 4481 / \text{He I } \lambda 4471$ (~ 1 para B8). La clase de luminosidad se determina de forma iterativa con el tipo espectral. Para un tipo espectral fijo, el EW de las líneas de Balmer (principalmente $\text{H}\beta$ y $\text{H}\gamma$) presentan un efecto negativo de luminosidad, por lo que a mayor luminosidad, menor es su EW. Asimismo, el EW de algunas líneas metálicas (C II $\lambda 4267$, Fe II $\lambda 4583$, O II $\lambda 4642$) permite

restringir aun más la clase de luminosidad, siempre que se conozca el tipo espectral. En las estrellas B más tempranas, los cocientes $H\gamma/O\ II\ \lambda 4350$ y $Si\ IV\ \lambda 4089/He\ I\ \lambda 4026$ permiten distinguir entre diferentes clases de supergigantes. Nuevamente, si la mayoría de cocientes indican un mismo tipo espectral, entonces éste se asigna a la estrella observada, complementando la clasificación con la comparación con espectros de referencia.

Para las estrellas más tardías (A0–M5), se compara directamente con espectros de referencia, pues no es necesaria una clasificación precisa para nuestros propósitos. Solo 2 estrellas con espectroscopía óptica son de tipo espectral tardío, las fuentes 303b y S45 (Tabla D.1), por ende se detallaran las características basadas en sus tipos espectrales. El espectro de 303b (G0 V) presenta líneas de Balmer (principalmente $H\delta$ y $H\gamma$) muy débiles en comparación con las líneas de $Ca\ H+K$ y la banda-G $\lambda 4300$, además de la presencia de $Ca\ I\ \lambda 4226$ en absorción fuerte, lo cual es característico de estrellas F-tardías y G-tempranas (Gray & Corbally 2009). En el espectro de S45 (K2 V) no se visualizan las líneas de $H\delta$ ni $H\gamma$, la banda-G es más débil en comparación con la línea de $Ca\ I\ \lambda 4226$, y comienzan a dominar líneas metálicas como $Mn\ \lambda 4032$, $Fe\ I\ \lambda 4046$, $Cr\ I\ \lambda 4254$ y $Cr\ I\ \lambda 4290$, lo cual es característico de estrellas K-tempranas. En todo caso, el tipo espectral de S45 también se confirma con espectroscopía infrarroja.

En las Figuras 4.1.2, C.1 y C.2, se presentan los espectros ópticos de las fuentes clasificadas en el Complejo RCW 91. En las Tablas B1.1 y B1.2 se presentan las medidas de EW de las líneas clave en la clasificación de estrellas de tipo O y B, respectivamente. A continuación, se detalla el proceso de clasificación espectral para las fuentes de tipo espectral O, B, A, y WN. Para las fuentes con tipo espectral más tardío (G y K) el proceso de clasificación es similar pero no se detalla para cada fuente.

- **Sapaki** – Ver detalles en la Sección 3.1.1.

- **301** – El espectro óptico de esta fuente está dominado por líneas de absorción de H y He I, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. La ausencia de He II $\lambda 4686$, ausencia de Si IV $\lambda 4089$, absorción débil de Si II $\lambda\lambda 4128-30$ y absorción débil de Mg I $\lambda 4481$, sugiere un tipo espectral más tardío que B2. Concretamente, el cociente Si III $\lambda 4553/Mg\ II\ \lambda 4881$ (~ 0.7) indica un tipo espectral B2.5–B3 (ver Tabla 1 de Evans et al. 2015). La detección de N II $\lambda 3995$, C II $\lambda 4267$, O II $\lambda\lambda 4346-49$, O II $\lambda\lambda 4415-17$, N II $\lambda\lambda 4601-07-14-21-30$ y O II $\lambda\lambda 4642-49-51$ en absorción, sugieren una clase de luminosidad supergigante (Walborn & Fitzpatrick 1990). En específico, el EW de $H\gamma$ (~ 1.5) denota una clase de luminosidad Ia (ver Tabla 5 de Balona & Crampton 1974), mientras que el EW de $H\beta$ (~ 1.5) sugiere una clase de luminosidad Ia-Ib (ver Figura 4 de Didelon 1982). Por otra parte, el espectro de esta fuente se asemeja al de HD 92964 (B2.5 Ia) y σ^2 CMA (B3 Ia) del atlas de Walborn & Fitzpatrick (1990), lo que sugiere un tipo espectral similar. Por último, comparamos el espectro óptico con la librería de Negueruela et al. (2024), encontrando que 55 Cyg (B2.5 Ia) y σ^2 CMA (B3 Ia) son los que mejor reproducen la clase de luminosidad de la estrella observada. En consecuencia, a la fuente 301 le asignamos el tipo espectral B2.5 Ia.

- **302** – El espectro óptico de esta fuente está dominado por líneas de absorción de H y He I, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. La detección marginal de He II $\lambda 4686$, absorción moderada de Si IV $\lambda 4089$, absorción moderada de Si III $\lambda 4553$ y absorción marginal de Mg I $\lambda 4481$, indican un tipo espectral B0.7–B1.5. Específicamente, el cociente Si IV $\lambda 4089/Si\ III\ \lambda 4553$ (~ 1.2) señala un tipo espectral B0.2–B0.7 (ver Figura 2.3 de

Riquelme 2022 y Tabla 1 de Evans et al. 2015). Las intensas líneas de absorción de N II $\lambda 3995$, O II $\lambda\lambda 4346-49$, O II $\lambda\lambda 4415-17$, Si III $\lambda\lambda 4553-68-75$ y O II $\lambda\lambda 4642-49-51$, sugieren una clase de luminosidad supergigante (Walborn & Fitzpatrick 1990). En particular, el EW de H γ (~ 1.2) indica una clase de luminosidad Ia o incluso Ia+ (ver Tabla 5 de Balona & Crampton 1974), mientras que el EW de H β (~ 1.0) apunta a una clase de luminosidad Ia (ver Figura 4 de Didelon 1982). Adicionalmente, los cocientes Si IV $\lambda 4089$ /He I $\lambda 4026$ (~ 1) y Si IV $\lambda 4116$ /He I $\lambda 4121$ (~ 3) son consistentes con una clase de luminosidad Ia+ (ver Figura 2.15 de Riquelme 2022). Igualmente, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de HD 169454 (B1 Ia+), HD 148688 (B1 Ia) y en menor medida a HD 109867 (B0.7 Ib) del atlas de Walborn & Fitzpatrick (1990), lo que sugiere un tipo espectral similar. Finalmente, comparamos el espectro óptico con la librería de Negueruela et al. (2024), encontrando que κ Cas (BC0.7 Ia) y HD 216411 (B0.7 Ia) son los que mejor reproducen la clase de luminosidad de la estrella observada. En consecuencia, a la fuente 302 le asignamos el tipo espectral B0.7 Ia.

- **303** – El espectro óptico de esta fuente está dominado por líneas de absorción de H y He I, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. La ausencia de He II $\lambda 4686$, ausencia de Si II $\lambda\lambda 4128-30$, absorción débil de Si IV $\lambda 4089$ y absorción débil de Mg I $\lambda 4481$, sugiere un tipo espectral B1–B2. Particularmente, el cociente Si IV $\lambda 4089$ /Si III $\lambda 4553$ (~ 0.5) indica un tipo espectral B1–B1.5 (ver Figura 2.3 de Riquelme 2022), mientras que el cociente Si III $\lambda 4553$ /Mg II $\lambda 4881$ (> 2) indica un tipo espectral más temprano que B2 (ver Tabla 1 de Evans et al. 2015). Las intensas líneas de absorción de N II $\lambda 3995$, O II $\lambda\lambda 4346-49$, O II $\lambda\lambda 4415-17$, Si III $\lambda\lambda 4553-68-75$, N II $\lambda\lambda 4601-07-14-21-30$ y O II $\lambda\lambda 4642-49-51$, sugieren una clase de luminosidad supergigante (Walborn & Fitzpatrick 1990). En concreto, el EW de H γ (~ 1.6) indica una clase de luminosidad Ia (ver Tabla 5 de Balona & Crampton 1974), mientras que el EW de H β (~ 1.7) es consistente con una clase de luminosidad Ia-Ib (ver Figura 4 de Didelon 1982). Por otro lado, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de ζ^1 Sco (B1.5 Ia+) y χ^2 Ori (B2 Ia) del atlas de Walborn & Fitzpatrick (1990), lo que sugiere un tipo espectral similar. Por último, comparamos el espectro óptico con la librería de Negueruela et al. (2024), encontrando que ρ Leo (B1 Iab) y HD 5551 (B1.5 Iab) son los que mejor reproducen la clase de luminosidad de la estrella observada. En consecuencia, a la fuente 303 le asignamos el tipo espectral B1.5 Iab.

- **304** – Ver detalles en la Sección 4.1.1.

- **305** – El espectro óptico de esta fuente está dominado por líneas de absorción de H y He I, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. La ausencia de He II $\lambda 4542$, detección marginal de He II $\lambda 4686$, absorción intensa de Si IV $\lambda 4089$, absorción moderada de Si III $\lambda 4553$ y absorción marginal de Mg I $\lambda 4481$, indican un tipo espectral más temprano que B1. Específicamente, el cociente Si IV $\lambda 4089$ /Si III $\lambda 4553$ (~ 1.6) señala un tipo espectral B0–B0.5 (ver Figura 2.3 de Riquelme 2022 y Tabla 1 de Evans et al. 2015). La presencia de líneas de absorción moderada de O II $\lambda\lambda 4346-49$, O II $\lambda\lambda 4415-17$ y O II $\lambda\lambda 4642-49-51$, sugieren una clase de luminosidad supergigante (Walborn & Fitzpatrick 1990). En particular, el EW de H γ (~ 1.8) sugiere una clase de luminosidad Ia-Ib (ver Tabla 5 de Balona & Crampton 1974), mientras que el EW de H β (~ 1.9) indica una clase de luminosidad Ib (ver Figura 4 de Didelon 1982). Igualmente, los cocientes Si IV $\lambda 4089$ /He I $\lambda 4026$ (~ 1) y Si IV $\lambda 4116$ /He I $\lambda 4121$ (~ 3) son consistentes con una clase de luminosidad Ia (ver Figura 2.11 de Riquelme 2022), aunque creemos que el valor de Si IV $\lambda 4116$ /He I $\lambda 4121$ está afectado por el bajo poder resolutivo y baja S/N en esa

zona. Además, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de HD 164402 (B1 Ib), ϵ Ori (B0 Ia) y κ Ori (B0.5 Ia) del atlas de Walborn & Fitzpatrick (1990), lo que sugiere un tipo espectral similar. Para concluir, comparamos el espectro óptico con la librería de Negueruela et al. (2024), encontrando que HD 16808 (B0.2 Ib) es el que mejor reproduce el tipo espectral y la clase de luminosidad de la estrella observada. En consecuencia, a la fuente 305 le asignamos el tipo espectral B0.2 Ib.

- **306** – El espectro óptico de esta fuente está dominado por líneas de absorción de H y He I, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. La ausencia de He II $\lambda 4686$, ausencia de Si II $\lambda \lambda 4128-30$, absorción débil de Si IV $\lambda 4089$ y absorción débil de Mg I $\lambda 4481$, sugiere un tipo espectral B0.5–B2. En particular, el cociente Si IV $\lambda 4089$ /Si III $\lambda 4553$ (~ 0.5) indica un tipo espectral B0.7–B1.5 (ver Figura 2.3 de Riquelme 2022), mientras que el cociente Si III $\lambda 4553$ /Mg II $\lambda 4881$ (~ 1.4) indica un tipo espectral más temprano que B2 (ver Tabla 1 de Evans et al. 2015). La detección de líneas de absorción moderadas de O II $\lambda \lambda 4346-49$, O II $\lambda \lambda 4415-17$, Si III $\lambda \lambda 4553-68-75$ y O II $\lambda \lambda 4642-49-51$, sugieren una clase de luminosidad gigante o supergigante (Walborn & Fitzpatrick 1990). Justamente, el EW de $H\gamma$ (~ 2.5) indica una clase de luminosidad Ib-II (ver Tabla 5 de Balona & Crampton 1974), mientras que el EW de $H\beta$ (~ 2.8) apunta a una clase de luminosidad II (ver Figura 4 de Didelon 1982). Por otra parte, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de HD 86606 (B1 Ib) y β Cen (B1 II-III) del atlas de Walborn & Fitzpatrick (1990), lo que sugiere un tipo espectral similar. Para concluir, comparamos el espectro óptico con la librería de Negueruela et al. (2024), encontrando que HD 190919 (B0.7 II) es el que mejor reproduce el tipo espectral y la clase de luminosidad de la estrella observada. En consecuencia, a la fuente 306 le asignamos el tipo espectral B0.7 II.

- **306b** – El espectro óptico de esta fuente está dominado por intensas líneas de absorción de H y la presencia marginal líneas de He I en absorción, lo que sugiere un tipo espectral B-tardío o A-temprano. En particular, el cociente He I $\lambda 4471$ /Mg II $\lambda 4881$ (~ 1.5) sugiere un tipo espectral más temprano que B7–B8, mientras que la ausencia de C II $\lambda 4267$ indica un tipo espectral más tardío que B6–B7 (ver Tabla 6 de Liu et al. 2019). Por otro lado, el EW de $H\gamma$ (~ 8.7) indica una clase de luminosidad V (ver Tabla 5 de Balona & Crampton 1974), mientras que el EW de $H\beta$ (~ 8.8) también apunta a una clase de luminosidad V (ver Figura 4 de Didelon 1982). Además, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de HR 1029 (B7 V) del atlas de Gray & Corbally (2009), lo que sugiere un tipo espectral similar. Cabe señalar, que para tener un tipo espectral similar al de la fuente 603, el espectro de la fuente 306b presenta líneas de He I y Mg II ligeramente más ensanchadas, lo que podría indicar una rotación rápida o incluso una binaria espectroscópica no resuelta. El efecto se estimó en la línea de He I $\lambda 5876$ (debido a su buena S/N y relativo aislamiento de otras líneas), encontrándose un ensanchamiento de $v \sin i \sim 100 \text{ km s}^{-1}$, por lo que le asignamos el calificador ((n)) (ver Tabla 3 de Sota et al. 2011). En consecuencia, a la fuente 306b le asignamos el tipo espectral B7 V((n)).

- **307** – El espectro óptico de esta fuente está caracterizado por líneas de absorción de H, He I y líneas marginales de He II, lo que sugiere un tipo espectral O-tardío o B-temprano. El cociente $\log(\text{EW}[\text{He I } \lambda 4471] / \text{EW}[\text{He II } \lambda 4542]) \sim 0.74$ indica un tipo espectral O9.7 (ver Figura 1 de Martins 2018). Igualmente, el cociente He I $\lambda 4387$ /He II $\lambda 4542$ (~ 2.2) sugiere un tipo espectral O9.5–O9.7, mientras que el cociente Si III $\lambda 4553$ /Si IV $\lambda 4089$ (~ 0.21) sugiere un tipo espectral O8.5–O9.5 (ver Figura 2 de Martins 2018). Por otra parte, los cocientes He II $\lambda 4686$ /He I $\lambda 4713$ (~ 1.1) y Si IV $\lambda 4089$ /He I $\lambda 4026$ (~ 1.3) indican una

clase de luminosidad Iab-II y Ia-Iab, respectivamente (ver Figura 6 de [Martins 2018](#)). Además, la suma $\log(\text{EW}[\text{He II } \lambda 4686]) + \log(\text{EW}[\text{He I } \lambda 4388]) \sim -1.0$ evoca una clase de luminosidad Iab (ver Figura 7 de [Martins 2018](#)). Para finalizar, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de HD 155249 (OC9.5 Iab), μ Nor (O9.7 Iab), HD 104565 (OC9.7 Ia) y en menor medida a HD 47432 (O9.7 Ib) del atlas de [Walborn & Fitzpatrick \(1990\)](#), lo que sugiere un tipo espectral similar. En consecuencia, a la fuente 307 le asignamos el tipo espectral O9.7 Iab.

- **308** – El espectro óptico de esta fuente está caracterizado por líneas de absorción de H, He I y débiles líneas de He II, lo que sugiere un tipo espectral O-tardío. Advertimos que el EW de He I $\lambda 4542$ es poco claro, pudiendo estar en el rango $\sim 0.2 - 0.7$. Esto resulta en un cociente $\log(\text{EW}[\text{He I } \lambda 4471] / \text{EW}[\text{He II } \lambda 4542]) \sim 0.2 - 0.7$, y por ende en un tipo espectral O8.5–O9.5 (ver Figura 1 de [Martins 2018](#)). Asimismo, el cociente He I $\lambda 4388$ /He II $\lambda 4542$ ($\sim 0.5 - 1.6$) sugiere un tipo espectral O8–O9.5, mientras que la detección marginal de Si III $\lambda 4553$ favorece un tipo espectral O8–O9.5 (ver Figura 2 de [Martins 2018](#)). Desafortunadamente, la poca S/N en la región más azul nos priva de utilizar las líneas de He I $\lambda 4026$, Si IV $\lambda 4089$ y He I $\lambda 4144$ con confianza, aunque la intensidad de estas líneas sugieren un tipo espectral O8.5–O9.5. Dado que la incertidumbre del tipo espectral incluye el rango O8–O9.5, la clase de luminosidad será estimada teniendo en cuenta ambos extremos. Si la estrella es O8–O8.5, entonces el EW de He II $\lambda 4686$ (~ 0.8) indica una clase de luminosidad de III–V (ver Figura 5 de [Martins 2018](#)). En cambio, si la estrella es O9–O9.5, entonces el cociente $\lambda 4686$ /He I $\lambda 4713$ (~ 2.0) sugiere una clase de luminosidad III (ver Figura 6 de [Martins 2018](#)). Paralelamente, la suma $\log(\text{EW}[\text{He II } \lambda 4686]) + \log(\text{EW}[\text{He I } \lambda 4388]) \sim -0.38$ sugiere una clase de luminosidad III–IV (ver Figura 7 de [Martins 2018](#)). Por otra parte, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de HD 93027 (O9.5 V), y HD 93028 (O9 V) del atlas de [Walborn & Fitzpatrick \(1990\)](#), lo que sugiere un tipo espectral similar. Finalmente, comparamos con espectros de GOSC y encontramos que el espectro óptico de la fuente se asemeja a HD 202214 AaAb (O9.5 IV), HD 193443AB (O9 III) y HD 96264 (O9.5 III). En consecuencia, a la fuente 308 le asignamos el tipo espectral (conservativo) O9–O9.5 III–IV.

- **309** – El espectro óptico de esta fuente está dominado por líneas de absorción de H y He I, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. La ausencia de He II $\lambda 4686$, ausencia de Si II $\lambda \lambda 4128-30$, absorción débil de Si IV $\lambda 4089$ y absorción débil de Mg I $\lambda 4481$, sugiere un tipo espectral B0.5–B2. Cabe señalar que el espectro óptico presenta algunos artefactos que podrían confundirse con líneas de absorción, como aquellos cercanos a las líneas de Si II $\lambda \lambda 4128-30$ y He II $\lambda 4542$. En concreto, el cociente Si IV $\lambda 4089$ /Si III $\lambda 4553$ (~ 0.7) indica un tipo espectral B0.5–B1 (ver Figura 2.3 de [Riquelme 2022](#)), mientras que el cociente Si III $\lambda 4553$ /Mg II $\lambda 4881$ (~ 1.2) indica un tipo espectral más temprano que B2 (ver Tabla 1 de [Evans et al. 2015](#)). La detección de líneas de absorción moderadas de O II $\lambda \lambda 4346-49$, O II $\lambda \lambda 4415-17$, Si III $\lambda \lambda 4553-68-75$ y O II $\lambda \lambda 4642-49-51$, sugieren una clase de luminosidad gigante o supergigante ([Walborn & Fitzpatrick 1990](#)). Precisamente, el EW de $H\gamma$ (~ 1.9) indica una clase de luminosidad Iab–Ib (ver Tabla 5 de [Balona & Crampton 1974](#)), mientras que el EW de $H\beta$ (~ 2.2) apunta a una clase de luminosidad Ib (ver Figura 4 de [Didelon 1982](#)). Además, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de HD 86606 (B1 Ib) y β Cen (B1 II–III) del atlas de [Walborn & Fitzpatrick \(1990\)](#), lo que sugiere un tipo espectral similar. Para finalizar, comparamos el espectro óptico con la librería de [Negueruela et al. \(2024\)](#), encontrando que HD 193007 (B0.5 II) es el

que mejor reproduce el tipo espectral y la clase de luminosidad de la estrella, aunque HD 13969 (B0.5 III) y HD 190919 (B0.7 II) también parecen reproducir el tipo espectral. En consecuencia, a la fuente 309 le asignamos el tipo espectral B0.5-0.7 II.

- **462** – El espectro óptico de esta fuente está caracterizado por líneas de absorción de H, He I y débiles líneas de He II, lo que sugiere un tipo espectral O-tardío. Desde ya, advertimos que las líneas de absorción de H y He parecen ensanchadas, incluso He I $\lambda 5876$ parece tener un doble perfil de absorción, por lo que esta estrella podría ser una binaria espectroscópica. Pese a ello, la clasificación espectral estelar se realizará suponiendo una estrella individual. El cociente $\log(\text{EW}[\text{He I } \lambda 4471] / \text{EW}[\text{He II } \lambda 4542]) \sim 0.2$ indica un tipo espectral O8–O8.5 (ver Figura 1 de [Martins 2018](#)). Desafortunadamente, la baja S/N y contaminación con artefactos de las líneas de He I $\lambda 4144$, He II $\lambda 4200$ y He I $\lambda 4387$, no permiten refinar el tipo espectral con los demás cocientes. Por otro lado, el EW de He II $\lambda 4686$ (~ 0.4) indica una clase de luminosidad II (ver Figura 5 de [Martins 2018](#)). Como se comentó anteriormente, las líneas de absorción de H y He I parecen ensanchadas, así que se estimó dicho efecto en la línea de He I $\lambda 5876$ (debido a su buena S/N y relativo aislamiento de otras líneas), encontrándose un ensanchamiento de $v \sin i \sim 100 \text{ km s}^{-1}$, por lo que le asignamos el calificador ((n)) (ver Tabla 3 de [Sota et al. 2011](#)). Para cerrar, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de HD 175754 (O8 II((f))) del atlas de [Walborn & Fitzpatrick \(1990\)](#), lo que sugiere un tipo espectral similar. En consecuencia, a la fuente 462 le asignamos el tipo espectral O8 II((n)).

- **462b** – El espectro óptico de esta fuente posee un nivel de S/N moderado-bajo, pero suficiente para notar que está dominado por líneas de absorción de H y He I, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. La ausencia de He II $\lambda 4686$, ausencia de Si II $\lambda \lambda 4128-30$, absorción débil de Mg I $\lambda 4481$ y absorción débil de Si III $\lambda 4553$, sugiere un tipo espectral B0.7–B2. Desafortunadamente, la línea de Si IV $\lambda 4089$ está afectada por un rayo cósmico, por lo que no es posible una clasificación precisa de esta fuente. Pese a ello, podemos utilizar el cociente Si III $\lambda 4553$ /Mg II $\lambda 4881$ (~ 2.0), el cual indica un tipo espectral más temprano que B2 (ver Tabla 1 de [Evans et al. 2015](#)). Las líneas de absorción débiles de O II $\lambda \lambda 4346-49$ y O II $\lambda \lambda 4415-17$, junto con la absorción moderada de Si III $\lambda \lambda 4553-68-75$ y O II $\lambda \lambda 4642-49-51$, sugieren una clase de luminosidad gigante o supergigante poco luminosa ([Walborn & Fitzpatrick 1990](#)). Pues bien, el EW de $H\gamma$ (~ 1.4) apunta a una clase de luminosidad Ia (ver Tabla 5 de [Balona & Crampton 1974](#)) y el EW de $H\beta$ (~ 2.1) sugiere una clase de luminosidad Ib (ver Figura 4 de [Didelon 1982](#)), pero creemos que el valor de $H\gamma$ (y en menor medida $H\beta$) está subestimado debido a la baja S/N e imperfecta normalización, por lo que la clase de luminosidad Ib podría considerarse un límite superior. El espectro óptico de esta fuente es muy parecido al de σ Sco (B1 III) y en menor medida al de β Cen (B1 II-III) del atlas de [Walborn & Fitzpatrick \(1990\)](#), lo que sugiere un tipo espectral similar. Finalmente, comparamos el espectro óptico con la librería de [Negueruela et al. \(2024\)](#), encontrando que HD 193007 (B0.5 II), HD 190919 (B0.7 II) y β CMa (B1 II-III) se ajustan bien a la estrella observada. En consecuencia, a la fuente 462b le asignamos el tipo espectral (conservativo) B0.5-1 II.

- **474** – El espectro óptico de esta fuente está dominado por líneas de absorción de H y He I, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. La ausencia de He II $\lambda 4542$, ausencia de He II $\lambda 4686$, ausencia de Si II $\lambda \lambda 4128-30$, absorción moderada de Si IV $\lambda 4089$, absorción moderada de Si III $\lambda 4553$ y absorción marginal de Mg I $\lambda 4481$, sugiere un tipo espectral B0–B1.5. En concreto, el cociente Si IV $\lambda 4089$ /Si III $\lambda 4553$ (~ 0.8) indica un tipo espectral

B0.5–B0.7 (ver Figura 2.3 de [Riquelme 2022](#)), mientras que el cociente Si III $\lambda 4553$ /Mg II $\lambda 4881$ (> 5) indica un tipo espectral más temprano que B1.5 (ver Tabla 1 de [Evans et al. 2015](#)). La detección de líneas de absorción moderadas de O II $\lambda\lambda 4346$ –49, O II $\lambda\lambda 4415$ –17, Si III $\lambda\lambda 4553$ –68–75 y O II $\lambda\lambda 4642$ –49–51, sugieren una clase de luminosidad gigante o supergigante ([Walborn & Fitzpatrick 1990](#)). En efecto, el EW de $H\gamma$ (~ 2.1) indica una clase de luminosidad Ib (ver Tabla 5 de [Balona & Crampton 1974](#)), mientras que el EW de $H\beta$ (~ 2.1) también indica a una clase de luminosidad Ib (ver Figura 4 de [Didelon 1982](#)). En este punto, vale notar que las líneas de H, He I y O II, parecen ensanchadas con respecto a los espectros de las demás estrellas supergigantes, lo que podría indicar que la estrella rota rápidamente o que es una binaria espectroscópica no resuelta. Dicho efecto se estimó en la línea de He I $\lambda 5876$ (debido a su buena S/N y relativo aislamiento de otras líneas), encontrándose un ensanchamiento de $v \sin i \sim 200 \text{ km s}^{-1}$, por lo que le asignamos el calificador (n) (ver Tabla 3 de [Sota et al. 2011](#)). Debido a esto, a los espectros de la librería de [Negueruela et al. \(2024\)](#) se les aplicó un ensanchamiento de 200 km s^{-1} mediante una rutina en Python, encontrando así que HD 6675 (B0.2 III) es el que mejor reproduce el tipo espectral y clase de luminosidad de la estrella observada. En consecuencia, a la fuente 474 le asignamos el tipo espectral B0.2 III(n).

- **603** – El espectro óptico de esta fuente está dominado por intensas líneas de absorción de H y débiles líneas de He I en absorción, lo que sugiere un tipo espectral B-tardío. En particular, el cociente He I $\lambda 4471$ /Mg II $\lambda 4881$ (~ 1.6) sugiere un tipo espectral más temprano que B7–B8, mientras que la ausencia de C II $\lambda 4267$ indica un tipo espectral más tardío que B6–B7 (ver Tabla 6 de [Liu et al. 2019](#)). Si bien se detecta una traza de He I $\lambda 4121$, ésta se mezcla con la intensa absorción de $H\delta$ y la medición de su EW se torna imposible, aunque su detección indica un tipo espectral B5–B7. Por otro lado, el EW de $H\gamma$ (~ 8) sugiere una clase de luminosidad aproximada de IV (ver Tabla 5 de [Balona & Crampton 1974](#)), mientras que el EW de $H\beta$ (~ 7.5) también sugiere una clase de luminosidad III–V (ver Figura 4 de [Didelon 1982](#)). Además, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de HR 1029 (B7 V) del atlas de [Gray & Corbally \(2009\)](#), lo que sugiere un tipo espectral similar. En consecuencia, a la fuente 603 le asignamos el tipo espectral B7 IV–V.

- **604** – El espectro óptico de esta fuente está dominado por líneas de absorción de H y He I, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. La ausencia de He II $\lambda 4686$, ausencia de Si II $\lambda\lambda 4128$ –30, absorción débil de Si IV $\lambda 4089$ y absorción débil de Mg I $\lambda 4481$, sugiere un tipo espectral B0.7–B2. Particularmente, el cociente Si IV $\lambda 4089$ /Si III $\lambda 4553$ (~ 0.7) indica un tipo espectral B0.5–B1 (ver Figura 2.3 de [Riquelme 2022](#)), mientras que el cociente Si III $\lambda 4553$ /Mg II $\lambda 4881$ (~ 3) indica un tipo espectral más temprano que B1.5 (ver Tabla 1 de [Evans et al. 2015](#)). La detección de líneas de absorción moderada de O II $\lambda\lambda 4346$ –49, O II $\lambda\lambda 4415$ –17, Si III $\lambda\lambda 4553$ –68–75 y O II $\lambda\lambda 4642$ –49–51, sugieren una clase de luminosidad gigante o supergigante. Concretamente, el EW de $H\gamma$ (~ 2.8) indica una clase de luminosidad aproximada de II (ver Tabla 5 de [Balona & Crampton 1974](#)), mientras que el EW de $H\beta$ (~ 2.8) también es consistente con una clase de luminosidad II–III (ver Figura 4 de [Didelon 1982](#)). Por otro lado, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de ϵ CMa (B1.5 II), β Cen (B1 II–III) y σ Sco (B1 III) del atlas de [Walborn & Fitzpatrick \(1990\)](#), lo que sugiere un tipo espectral similar. Por último, comparamos el espectro óptico con la librería de [Negueruela et al. \(2024\)](#), encontrando que β CMa (B1 II–III) es el que mejor reproduce el tipo espectral y la clase de luminosidad de la estrella, mientras que 12

Lac (B1.5 III) reproduce solamente la clase de luminosidad. En consecuencia, a la fuente 604 le asignamos el tipo espectral B1 III.

- **605** – El espectro óptico de esta fuente está caracterizado por líneas de absorción de H, He I y débiles líneas de He II, lo que evoca un tipo espectral O-tardío. El cociente $\log(\text{EW}[\text{He I } \lambda 4471] / \text{EW}[\text{He II } \lambda 4542]) \sim 0.6$ indica un tipo espectral O9.5–O9.7 (ver Figura 1 de [Martins 2018](#)). Adicionalmente, el cociente He I $\lambda 4144$ /He II $\lambda 4200$ (~ 1.2) sugiere un tipo espectral O9.2–O9.5, mientras que el cociente He I $\lambda 4387$ /He II $\lambda 4542$ (~ 1.6) apunta a un tipo espectral O9.5, y el cociente Si III $\lambda 4553$ /Si IV $\lambda 4089$ (~ 0.23) sugiere un tipo espectral O9 (ver Figura 2 de [Martins 2018](#)). Por otro lado, los cocientes He II $\lambda 4686$ /He I $\lambda 4713$ (~ 2.4) y Si IV $\lambda 4089$ /He I $\lambda 4026$ (~ 0.7) indican una clase de luminosidad IV y II-III, respectivamente (ver Figura 6 de [Martins 2018](#)). Asimismo, la suma $\log(\text{EW}[\text{He II } \lambda 4686]) + \log(\text{EW}[\text{He I } \lambda 4388]) \sim -0.7$ indica una clase de luminosidad III-IV (ver Figura 7 de [Martins 2018](#)). En este punto, creemos que las discrepancias de tipo espectral y clase de luminosidad obtenidas al utilizar Si IV $\lambda 4089$, se atribuye al bajo poder resolutivo. Por último, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de HD 93027 (O9.5 V) y en menor medida al de δ Ori del atlas de [Walborn & Fitzpatrick \(1990\)](#), lo que sugiere un tipo espectral similar. En consecuencia, a la fuente 605 le asignamos el tipo espectral O9.5 IV.

- **606** – El espectro óptico de esta fuente está dominado por líneas de absorción de H y He I, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. La ausencia de He II $\lambda 4542$, detección marginal de He II $\lambda 4686$, absorción intensa de Si IV $\lambda 4089$, absorción moderada de Si III $\lambda 4553$ y absorción marginal de Mg I $\lambda 4481$, indican un tipo espectral más temprano que B1. Particularmente, el cociente Si IV $\lambda 4089$ /Si III $\lambda 4553$ ($\gtrsim 2$) apunta a un tipo espectral O9.7–B0.2 (ver Figura 2.3 de [Riquelme 2022](#) y Tabla 1 de [Evans et al. 2015](#)). La presencia de líneas de absorción moderada de O II $\lambda\lambda 4346-49$, O II $\lambda\lambda 4415-17$ y O II $\lambda\lambda 4642-49-51$, sugieren una clase de luminosidad gigante o supergigante ([Walborn & Fitzpatrick 1990](#)). En particular, el EW de $H\gamma$ (~ 2.7) sugiere una clase de luminosidad II-III (ver Tabla 5 de [Balona & Crampton 1974](#)), mientras que el EW de $H\beta$ (~ 2.9) apunta a una clase de luminosidad II (ver Figura 4 de [Didelon 1982](#)). Igualmente, los cocientes Si IV $\lambda 4089$ /He I $\lambda 4026$ (~ 1) y Si IV $\lambda 4116$ /He I $\lambda 4121$ ($\sim 1 - 2$) sugieren una clase de luminosidad Ia-Iab (ver Figuras 2.9 y 2.10 de [Riquelme 2022](#)). Además, el espectro óptico de esta fuente se asemeja al de HD 48434 (B0 III), HD 108639 (B0.2 III) y en menor medida a φ^1 Ori (B0.2 IV) del atlas de [Walborn & Fitzpatrick \(1990\)](#), lo que sugiere un tipo espectral similar. Al final, comparamos el espectro óptico con la librería de [Negueruela et al. \(2024\)](#), encontrando que HD 6675 (B0.2 III) y ϕ^1 Ori (B2 IV) son los que mejor representan el tipo espectral y la clase de luminosidad de la estrella. En consecuencia, a la fuente 606 le asignamos el tipo espectral B0.2 III-IV.

- **SC3** – El espectro óptico de esta fuente está dominado por líneas de absorción de H y He I, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. La ausencia de He II $\lambda 4686$, ausencia de Si IV $\lambda 4089$, absorción débil de Si II $\lambda\lambda 4128-30$ y absorción débil de Mg I $\lambda 4481$, sugiere un tipo espectral más tardío que B2. Efectivamente, el cociente Si III $\lambda 4553$ /Mg II $\lambda 4881$ (~ 1.1) indica un tipo espectral B2.5 (ver Tabla 1 de [Evans et al. 2015](#)). La detección de N II $\lambda 3995$, C II $\lambda 4267$, O II $\lambda\lambda 4346-49$, O II $\lambda\lambda 4415-17$, N II $\lambda\lambda 4601-07-14-21-30$ y O II $\lambda\lambda 4642-49-51$ en absorción, sugieren una clase de luminosidad supergigante ([Walborn & Fitzpatrick 1990](#)). Específicamente, el EW de $H\gamma$ (~ 2.3) indica una clase de luminosidad Ib (ver Tabla 5 de [Balona & Crampton 1974](#)), mientras que el

EW de $H\beta$ (~ 2.6) sugiere una clase de luminosidad Ib-II (ver Figura 4 de [Didelon 1982](#)). Por otra parte, el espectro de esta fuente se asemeja al de ι CMa (B3 Ib) y en menor medida al de HD 92964 (B2.5 Ia) del atlas de [Walborn & Fitzpatrick \(1990\)](#), lo que sugiere un tipo espectral similar. Por último, comparamos el espectro óptico con la librería de [Negueruela et al. \(2024\)](#), encontrando que HD 31327 (B2 II) es el que mejor representa el tipo espectral y la clase de luminosidad de la estrella. En consecuencia, a la fuente SC3 le asignamos el tipo espectral B2 II.

- **WR 67-3** — El espectro óptico de esta fuente está dominado por líneas He I y He II en emisión, las cuales son indicativas de fuertes vientos estelares. En particular, las líneas de H y N en emisión sugieren un tipo espectral WNh, que usualmente corresponden a estrellas de tipo Wolf-Rayet clásicas en una fase relativamente temprana de su evolución ([Martins 2023](#)). El cociente $N\text{ IV } \lambda 4058 / N\text{ III } \lambda \lambda 4634-40$ (~ 0), $N\text{ V } \lambda 4604 / N\text{ III } \lambda \lambda 4634-40$ (~ 0) y $\text{He II } \lambda 4686 / N\text{ III } \lambda \lambda 4634-40$ (~ 1), indican el tipo espectral WN9 ([Gray & Corbally 2009](#), [Crowther & Walborn 2011](#)). El espectro óptico de esta fuente se asemeja al de la estrella WR 105 (ver Fig. 8 de [Crowther & Walborn 2011](#)), lo que sugiere un tipo espectral similar. De esta forma, a la fuente WR 67-3 le asignamos el tipo espectral WN9h.

ID	He I+II $\lambda 4026$	N IV $\lambda 4058$	Si IV $\lambda 4089$	He I $\lambda 4144$	He II $\lambda 4200$	He I $\lambda 4387$	He I $\lambda 4471$	He II $\lambda 4542$	Si III $\lambda 4551$	N V $\lambda 4604$	N V $\lambda 4620$	N III $\lambda 4634$	N III $\lambda 4640$	He II $\lambda 4686$	He I $\lambda 4713$	He II $\lambda 5411$	He I $\lambda 5876$
Sapaki	0.13 ± 0.03	-0.59 ± 0.06	-0.37 ± 0.12	...	0.32 ± 0.04	...	...	0.61 ± 0.06	...	0.36 ± 0.03	0.32 ± 0.03	-0.20 ± 0.02	-0.45 ± 0.05	-1.70 ± 0.08	...	0.84 ± 0.07	0.11 ± 0.04
304	0.44 ± 0.05	-0.33 ± 0.02	-0.25 ± 0.07	...	0.44 ± 0.02	...	0.10 ± 0.05	0.75 ± 0.07	...	0.30 ± 0.05	0.17 ± 0.05	-0.66 ± 0.13	-1.13 ± 0.19	-5.71 ± 0.38	...	0.59 ± 0.04	0.24 ± 0.06
307	0.53 ± 0.06	...	0.80 ± 0.09	0.21 ± 0.05	...	0.35 ± 0.04	0.88 ± 0.10	0.16 ± 0.02	0.17 ± 0.03	...	...	...	0.32 ± 0.04	0.28 ± 0.03	0.24 ± 0.01	0.29 ± 0.03	1.22 ± 0.10
308	0.65 ± 0.10	...	...	...	0.29 ± 0.04	0.51 ± 0.15	1.04 ± 0.11	0.57 ± 0.10	...	...	...	...	...	0.81 ± 0.09	0.40 ± 0.07	0.49 ± 0.07	1.18 ± 0.10
462	0.50 ± 0.06	...	...	...	...	...	0.73 ± 0.07	0.46 ± 0.02	...	...	...	...	...	0.40 ± 0.05	0.11 ± 0.02	0.82 ± 0.05	0.91 ± 0.15
605	0.85 ± 0.09	...	0.62 ± 0.11	0.30 ± 0.05	0.26 ± 0.04	0.38 ± 0.04	0.83 ± 0.05	0.21 ± 0.03	0.14 ± 0.01	...	...	...	0.20 ± 0.04	0.48 ± 0.06	0.20 ± 0.01	0.47 ± 0.05	1.04 ± 0.11

Tabla B1.1: Mediciones de EW para las estrellas de tipo O con espectroscopía óptica en el Complejo RCW 91.

ID	N II λ3995	He I λ4026	Si IV λ4089	Si IV λ4116	He I λ4121	He I λ4144	H γ λ4340	O II λ4348	He I λ4387	He I λ4471	Mg II λ4481	Si III λ4551	C III λ4650	He II λ4686	He I λ4713	H β λ4861	He I λ5876
301	0.24 ± 0.03	0.60 ± 0.05	...	...	0.29 ± 0.07	0.42 ± 0.06	1.50 ± 0.11	0.37 ± 0.02	0.46 ± 0.06	0.79 ± 0.05	0.43 ± 0.07	0.31 ± 0.02	0.29 ± 0.05	...	0.40 ± 0.03	1.52 ± 0.09	0.92 ± 0.05
302	0.27 ± 0.04	0.58 ± 0.04	0.62 ± 0.07	0.68 ± 0.08	0.20 ± 0.08	0.24 ± 0.01	1.15 ± 0.10	0.87 ± 0.10	0.45 ± 0.03	0.84 ± 0.06	0.22 ± 0.05	0.51 ± 0.06	1.29 ± 0.07	0.09 ± 0.03	0.29 ± 0.01	0.95 ± 0.09	0.77 ± 0.08
303	0.32 ± 0.02	0.68 ± 0.09	0.25 ± 0.11	...	0.35 ± 0.06	0.38 ± 0.05	1.57 ± 0.10	0.84 ± 0.04	0.45 ± 0.05	0.91 ± 0.08	0.26 ± 0.06	0.55 ± 0.06	0.87 ± 0.02	0.02 ± 0.02	0.38 ± 0.01	1.71 ± 0.16	0.92 ± 0.09
305	...	0.63 ± 0.04	0.75 ± 0.04	0.67 ± 0.09	0.22 ± 0.05	0.27 ± 0.07	1.75 ± 0.15	0.65 ± 0.06	0.40 ± 0.07	1.13 ± 0.10	0.23 ± 0.07	0.46 ± 0.02	1.60 ± 0.07	0.24 ± 0.06	0.40 ± 0.01	1.91 ± 0.37	1.22 ± 0.08
306	...	0.71 ± 0.04	0.14 ± 0.04	...	0.37 ± 0.06	0.45 ± 0.05	2.52 ± 0.17	0.68 ± 0.07	0.56 ± 0.05	1.08 ± 0.08	0.22 ± 0.04	0.30 ± 0.04	1.03 ± 0.08	...	0.26 ± 0.03	2.76 ± 0.26	0.84 ± 0.08
306b	...	0.15 ± 0.02	...	...	0.19 ± 0.06	...	8.71 ± 0.62	...	0.26 ± 0.04	0.34 ± 0.02	0.26 ± 0.04	...	...	...	...	8.79 ± 0.66	0.13 ± 0.05
309	0.29 ± 0.06	1.00 ± 0.07	0.24 ± 0.12	0.91 ± 0.05	0.79 ± 0.02	0.35 ± 0.03	1.89 ± 0.36	0.71 ± 0.05	0.52 ± 0.04	1.34 ± 0.06	0.29 ± 0.03	0.36 ± 0.02	0.98 ± 0.07	0.06 ± 0.02	0.22 ± 0.04	2.19 ± 0.25	0.94 ± 0.05
462b	...	...	...	0.77 ± 0.10	...	0.48 ± 0.06	1.35 ± 0.13	...	0.65 ± 0.09	0.71 ± 0.04	0.14 ± 0.05	0.28 ± 0.01	...	...	...	2.11 ± 0.37	0.64 ± 0.04
474	...	0.73 ± 0.07	0.72 ± 0.21	0.90 ± 0.11	0.28 ± 0.16	...	2.11 ± 0.12	0.81 ± 0.06	0.46 ± 0.06	0.97 ± 0.08	0.14 ± 0.02	0.90 ± 0.09	1.56 ± 0.08	...	0.19 ± 0.03	2.11 ± 0.29	1.03 ± 0.14
603	...	0.35 ± 0.06	...	...	...	0.14 ± 0.02	8.04 ± 0.82	...	0.31 ± 0.05	0.55 ± 0.04	0.32 ± 0.04	...	...	...	0.11 ± 0.01	7.57 ± 0.77	0.25 ± 0.03
604	...	0.60 ± 0.05	0.35 ± 0.10	...	0.44 ± 0.09	0.50 ± 0.07	2.77 ± 0.17	0.67 ± 0.05	0.57 ± 0.04	1.51 ± 0.11	0.18 ± 0.07	0.54 ± 0.02	0.88 ± 0.08	0.09 ± 0.03	0.29 ± 0.04	2.82 ± 0.26	0.73 ± 0.25
606	...	0.83 ± 0.10	0.80 ± 0.18	0.87 ± 0.12	...	0.58 ± 0.07	2.65 ± 0.20	0.93 ± 0.09	0.51 ± 0.03	1.24 ± 0.11	0.27 ± 0.09	...	...	...	...	...	0.86 ± 0.08

Tabla B1.2: Mediciones de EW para las estrellas de tipo B con espectroscopía óptica en el Complejo RCW 91.

B1.2. Espectroscopía infrarroja

Para las estrellas de tipo O, la clasificación recae casi completamente en la comparación de los espectros con espectros de referencia. En la banda K_S , la línea de absorción He II $\lambda 21885$ desaparece en estrellas más tardías que O9, mientras que la absorción He I $\lambda \lambda 21120-32$ desaparece en estrellas más tempranas que O4 (Hanson et al. 2005). Además, las líneas de emisión C IV $\lambda \lambda 20700-796-836$ y N III $\lambda 21160$ indican un tipo espectral entre O4 y O7, y la línea de hidrógeno Br γ aparece en emisión en estrellas supergigantes de este rango (Gray & Corbally 2009). En la banda H , el EW de He II $\lambda 16918$ es un buen indicativo del tipo espectral (Roman-Lopes et al. 2018), así como la línea de He I $\lambda 17002$ que aparece en tipos O tardíos. Además, el EW de las líneas de hidrógeno Br11 y Br13, permiten separar las clases de luminosidad I-II-III de las clases IV-V (Roman-Lopes et al. 2018), aunque la emisión nebular en el Complejo RCW 91 limita el uso del EW en las líneas de Brackett. En la banda J no hay criterios definidos para la clasificación, aunque el comportamiento de algunas líneas de He II y He I siguen la misma tendencia de las otras bandas, como por ejemplo He II $\lambda 11626$, He II $\lambda 11673$, He I $\lambda 11969$, He I $\lambda 12784$ o He I $\lambda \lambda 12971-12988$. Aún así, si la estrella es temprana ($<O4$), la línea de hidrógeno Pa β puede ser utilizada para discriminar entre estrellas de tipo OIf* y estrellas OIf*/WN (Roman-Lopes et al. 2016). En la banda Y , el EW de He II $\lambda 10419$ puede ser utilizado en razón con He I $\lambda 17002$ para estimar el tipo espectral en estrellas O enanas (Giudici Michilini et al. 2023), aunque también es posible ver que la línea de He II $\lambda 10123$ es más intensa en estrellas más tempranas, mientras que He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 10915$ son más intensas en estrellas más tardías. En este caso, al espectro observado se le asigna el tipo espectral de la estrella de referencia que más se asemeja.

Para las estrellas de tipo B, la clasificación también recae casi por completo en la comparación de los espectros con espectros de referencia. En la banda K_S , la línea de He I $\lambda \lambda 21125-21137$ alcanza un máximo de intensidad en estrellas B1–B2 y desaparece en estrellas más tardías que B3. La clase de luminosidad se puede observar en las líneas de Br γ y He I $\lambda \lambda 21600-21610$, pues ambas líneas están mezcladas en estrellas enanas y en estrellas supergigantes aparecen con perfiles distinguibles (Hanson et al. 2005). En la banda H , el EW de las líneas Br11 y Br13 son un buen indicador del tipo espectral (Ramírez-Preciado et al. 2020), pero la emisión nebular en el Complejo RCW 91 inhabilita la opción de usar el EW de estas líneas. En esta banda, la intensidad de He I $\lambda 17002$ es máxima en estrellas B0–B1 y desaparece completamente en estrellas B4 o más tardías. En las bandas J e Y no existen estudios sistemáticos de la clasificación, aunque el comportamiento de las líneas de He I es similar a lo observado en otras bandas, en particular las líneas de He I $\lambda 10314$, He I $\lambda 10915$, He I $\lambda 11969$, He I $\lambda 12784$ y He I $\lambda \lambda 12971-12988$. En estos casos, al espectro observado se le asigna el tipo espectral de la estrella de referencia que más se asemeja.

Para las estrellas más tardías (A0–M5), la clasificación también recae en la comparación con espectros de referencia. En las estrellas de tipo A, dominan las líneas de hidrógeno de la serie de Paschen/Brackett, cuya intensidad alcanza un máximo en torno a los tipos A0–A2. Además, el complejo de líneas de C I $\lambda 10686-734$ crece en intensidad para tipos más tardíos que A1, y sus cocientes con Pa γ son un indicador de la clase de luminosidad (Gray & Corbally 2009). En las estrellas de tipo F, el espectro sigue el mismo comportamiento que en el óptico: las líneas de Paschen/Brackett disminuyen en intensidad y aparecen líneas metálicas que aumentan en intensidad hacia tipos F-tardíos, como por ejemplo Si I $\lambda \lambda 10827-69$, Mg I $\lambda 11828$, Al $\lambda \lambda 13123-150$, Si $\lambda 15892$, Mg I $\lambda 17109$, Mg I $\lambda 21060$,

Al $\lambda\lambda 21098-169$, o Na I $\lambda 22056$. Nuevamente, el cociente entre líneas metálicas y líneas de Paschen/Brackett cercanas, es un indicador de la luminosidad de la estrella (Gray & Corbally 2009). En las estrellas de tipo GK, las líneas de hidrógeno continúan disminuyendo en intensidad hasta que es muy débil en comparación con líneas metálicas cercanas, como Mn I $\lambda 12903$ con $\text{Pa}\beta$, en estrellas $\sim K2$ I-III o $\sim K5$ V. Otro indicador fundamental de la temperatura efectiva, son las bandas absorción de ^{12}CO y ^{13}CO en el rango $2.29 - 2.42 \mu\text{m}$, pues hacen aparición en estrellas $\sim G0$ I o $\sim K0$ V, y su intensidad crece para tipos más tardíos. Si se restringe el tipo espectral con otros indicadores, entonces las bandas de ^{12}CO y ^{13}CO se convierten en un gran indicador de la clase de luminosidad de la estrella (Gray & Corbally 2009). En las estrellas de tipo M, las bandas de ^{12}CO y ^{13}CO se mantienen con intensidades similares a las de estrellas K-tardías, aunque algunas líneas metálicas comienzan a desaparecer el espectro, como por ejemplo, Si I $\lambda\lambda 10827-69$, Si I $\lambda 12032$, o Mg I $\lambda 21060$, que desaparecen en estrellas $\sim M1$ V. Nuevamente, las bandas de ^{12}CO y ^{13}CO son un buen indicador de la luminosidad, si es que se conoce el tipo espectral de antemano (Gray & Corbally 2009).

En las Figuras 3.1.2, 4.1.3, C.4, C.5, C.6, C.7, C.8, C.9, C.10, C.11, C.12, C.13, C.14, C.15, C.16, C.17, C.18 y C.19, se presentan los espectros en el infrarrojo cercano de las fuentes clasificadas en el Complejo RCW 91. A continuación, se detalla la clasificación espectral para las fuentes de tipo espectral O, B, Be, A, y también YSOs. Para las fuentes de tipo espectral más tardío (G, K, M y L), el proceso de clasificación es similar pero no se detalla para cada fuente.

- **S1** — En la banda K_S no se observa la línea de He I $\lambda 21125$ en absorción, y la línea de $\text{Br}\gamma$ es muy similar morfológicamente a la línea de HD 36166, lo cual sugiere un tipo espectral B2–B3. En la banda H se observa una absorción marginal de He I $\lambda 17002$ de similar intensidad a la de HR 5191, aunque de las líneas de Brackett no se puede concluir mucho. En las bandas J e Y , existe una absorción marginal de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$, con una intensidad similar a la observada en HR 5191, lo que sugiere un tipo espectral B3. Además, las líneas de $\text{Br}\gamma$, $\text{Pa}\beta$ y $\text{Pa}\gamma$, presentan alas muy anchas y similares a las de las estrellas de referencia, lo que sugiere una clase de luminosidad V. En general, el espectro de HR 5191 concuerda muy bien con el espectro de la fuente S1, por lo que le asignamos el tipo espectral B3 V.
- **S10** — El espectro de la banda K_S está claramente dominado por la absorción de $\text{Br}\gamma$ y no muestra trazas de He I $\lambda 21125$, lo que sugiere un tipo espectral B3 o más tardío. En la banda H las alas de las líneas de Brackett son similares a las de HR 6588 y más delgadas que las de HR 9151, lo que sugiere una clase de luminosidad diferente de V, posiblemente IV. En las bandas J e Y , $\text{Pa}\beta$ y $\text{Pa}\gamma$ también presentan alas similares a las observadas en HR 6588 (a pesar de la imperfecta normalización). Debido a su similitud con HR 6588 en casi todo el rango espectral, a la fuente S10 le asignamos el tipo espectral B3 IV.
- **S15** — En la banda K_S se observa He II $\lambda 21885$ en absorción moderada, así como emisión de N III $\lambda 21175$ y C IV $\lambda 20796$, lo cual sugiere un tipo espectral más temprano que O7–O8. En la banda H se observa que He I $\lambda 17002$ es más intensa que He II $\lambda 16918$, lo que sugiere un tipo espectral más tardío que O5–O6. En las bandas J e H , se pueden observar líneas de He II y He I en absorción moderada, lo que refuerza la suposición de un tipo espectral O-medio. Además, las líneas de $\text{Pa}\beta$, $\text{Pa}\gamma$ y $\text{Pa}\delta$ presentan perfiles anchos, consistentes con una clase de luminosidad V. Para comparar S15 directamente con HD

5689 y HD 217086 (ambos rotadores rápidos), se añadió una rotación de 300 km s^{-1} al espectro de S15, lo que revela perfiles muy similares en las líneas de absorción de He II y He I, así como en la emisión de N III en la banda K_S . Por ende, a la fuente S15 le asignamos el tipo espectral O7 V.

- **S26** – En la banda K_S podemos observar trazas de He I $\lambda 21125$ y absorción de $\text{Br}\gamma$, ambas de intensidad similar a la de CPD-41 7734, lo que sugiere un tipo espectral B0. En la banda H se observa He I $\lambda 17002$ en absorción moderada y similar a la de CPD-41 7734, pero debido a la imperfecta corrección telúrica no se puede concluir nada de las líneas de Brackett. En las bandas J e Y , se observa He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ en absorción moderada-débil, se observa las líneas de $\text{Pa}\beta$ y $\text{Pa}\gamma$ en absorción débil, y la no se observa He II en absorción, lo que refuerza un tipo espectral B0. Además, las alas de las líneas de Brackett y Paschen sugieren una clase de luminosidad V. El espectro es un calco del espectro de CPD-41 7734, por lo que a la fuente S26 le asignamos el tipo espectral B0 V.

- **S27a** – En todas las bandas espectrales observamos líneas de Brackett y Paschen en absorción intensa, así como la ausencia de líneas de He I, lo que sugiere un tipo espectral B-tardío o A-temprano. En general, las líneas de hidrógeno son muy parecidas a las de HR 7001, pero en la banda Y se observan líneas de C I en $\sim 10700 \text{ \AA}$ con una intensidad similar a HR 4033, lo que sugiere un tipo espectral A0–A2. De esta forma, teniendo en cuenta la moderada S/N espectro, a la fuente S27a le asignamos el tipo espectral (conservativo) B8–A2 V.

- **S27b** – En todas las bandas espectrales observamos líneas de Brackett y Paschen en absorción intensa, y la ausencia de líneas de He I, sugiriendo un tipo espectral B-tardío o A-temprano. Esta fuente tiene un espectro muy similar y de mejor S/N que el de la fuente S27a, lo que sugiere un tipo espectral idéntico. Considerando la incertidumbre en el tipo espectral de S27a, a la fuente S27b también le asignamos el tipo espectral B8–A2 V.

- **S30b** – De entrada, el espectro de esta fuente tiene una baja S/N en todas las bandas, lo que dificulta la clasificación espectral. A pesar de ello, en todas las bandas espectrales se observan líneas de Brackett y Paschen en absorción, lo que sugiere un tipo espectral B-tardío o A-temprano. Incluso con esta S/N se debería detectar C I en $\sim 10700 \text{ \AA}$ (como en el espectro de HR 4534), por lo que su ausencia sugiere un tipo espectral más temprano que A2. Aún así, no podemos descartar que con mejor señal sí se observen dichas líneas. Debido a las limitaciones del espectro, a la fuente S30b le asignamos el tipo espectral (conservativo) B7–A3 V.

- **S34** – En la banda K_S He I $\lambda 21125$ tiene una intensidad similar a la de CPD-41 7712, aunque $\text{Br}\gamma$ es ligeramente más débil, lo que sugiere un tipo espectral B1 o más temprano. En la banda H la intensidad de He I $\lambda 17002$ es más débil que la de CPD-41 7712, lo que sugiere un tipo espectral ya sea o más temprano o más tardío que B1. En las bandas J e Y , la intensidad de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ también es similar a la de CPD-41 7712, además de que las líneas de $\text{Pa}\beta$, $\text{Pa}\gamma$ y $\text{Pa}\delta$ sugieren una clase de luminosidad V. En consecuencia, a la fuente S34 le asignamos el tipo espectral B1 V.

- **S46** – En la banda K_S la intensidad de He I $\lambda 21125$ está entre la de CPD-41 7734 y CPD-41 7712, aunque $\text{Br}\gamma$ es más similar a CPD-41 7734, lo que sugiere un tipo espectral B0–B1. En la banda H la intensidad de He I $\lambda 17002$ es más fuerte que CPD-41 7734 y más débil que CPD-41 7712, lo que sugiere un tipo espectral intermedio. En las bandas

J e Y , la intensidad de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ nuevamente está entre CPD-41 7734 y CPD-41 7712, aunque las líneas de Pa β , Pa γ y Pa δ son más similares a CPD-41 7734. Además, las líneas de hidrógeno sugieren una clase de luminosidad V, incluso siendo anormalmente anchas lo que podría deberse a una rápida rotación. En cualquier caso, debido a las características intermedias entre CPD-41 7734 y CPD-41 7712, a la fuente S46 le asignamos el tipo espectral B0.5 V.

- **S50** — En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ y Br γ en absorción débil, lo que sugiere un tipo espectral B0–B1. En la banda H la intensidad de He I $\lambda 17002$ es muy parecida (aunque un poco más ancha) que la observada en CPD-41 7712, pero de las líneas de Brackett no se puede concluir nada lamentablemente. En las bandas J e Y , las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ son similares a las de CPD-41 7712, así como los perfiles de Pa β , Pa γ y Pa δ , lo que sugiere un tipo espectral B1. Debido a la gran similitud con el espectro de CPD-41 7712 en todo el rango espectral, a la fuente S50 le asignamos el tipo espectral B1 V.

- **S52** — En todas las bandas espectrales observamos líneas de Brackett y Paschen en absorción intensa, además de la ausencia de líneas de He I, lo que sugiere un tipo espectral B-tardío o A-temprano. Las líneas de Br γ y Pa β son más intensas que en HD 135419 y ligeramente menos intensas que en HR 4534, lo que sugiere un tipo espectral en el rango A0–A3. No obstante, en la banda Y se observan líneas de C I en ~ 10700 Å en absorción marginal, lo que sugiere un tipo en el rango A0–A2. De esta forma, a la fuente S52 le asignamos el tipo espectral (intermedio) A1 V.

- **S100** — En la banda K_S aparece He II $\lambda 21885$ en absorción moderada, así como N III $\lambda 21175$ y C IV $\lambda 20796$ en emisión, pero no se observa He I $\lambda 21125$ en absorción, lo que sugiere un tipo espectral más temprano que O5–O6. En la banda H He I $\lambda 17002$ es tiene una intensidad similar a He II $\lambda 16918$, lo que sugiere un tipo espectral $\sim$ O5. En las bandas J e Y , se observan líneas de He II en intensidad moderada y He I en absorción débil, además de que las líneas de Pa γ y Pa δ tienen alas anchas que sugieren una clase de luminosidad V. En general, el espectro tiene líneas de He II (y algunas de He I) similares a las de RFS6, y líneas de hidrógeno similares a las de RFS9, lo que sugiere un tipo espectral O4.5–O5. Dada la similitud con RFS6, a la fuente S100 le asignamos el tipo espectral O5 V.

- **S101** — En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ y Br γ en absorción, lo que sugiere un tipo espectral B0–B2. En la banda H observamos He I $\lambda 17002$ con una intensidad similar a la línea observada en CPD-41 7712, pero no podemos concluir nada de las líneas de Brackett. En las bandas J e Y , las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ también son similares a las de CPD-41 7712, así como los perfiles de las líneas de Paschen. Cabe señalar que la línea de He I $\lambda 10830$ es posiblemente una mala sustracción de la emisión nebular (dada su posición en la burbuja de RCW 91), puesto que se puede observar la línea de He I $\lambda 20581$ con un perfil similar pero en emisión. Debido a su similitud con el espectro de CPD-41 7712 en todo el rango espectral, a la fuente S101 le asignamos el tipo espectral B1 V.

- **S102** — En todas las bandas espectrales observamos líneas de Brackett y Paschen en absorción intensa, así como la ausencia de líneas de He I (la aparente línea de He I $\lambda 17001$ en realidad es un artefacto), lo que sugiere un tipo espectral B-tardío o A-temprano. En general, las líneas de hidrógeno son muy parecidas a las de HD 135419, pero en la banda

Y se observan líneas de C I en $\sim 10700 \text{ \AA}$ con una intensidad mayor a HD 135419 y menor a HR 4534, lo que sugiere un tipo espectral A1–A2. Curiosamente, en la banda K_S se observan líneas de H_2 en emisión, lo que sugiere que la fuente podría estar asociada con la región HII de RCW 91B. En cualquier caso, a la fuente S102 le asignamos el tipo espectral (conservativo) de A1–A2 V.

- **S103** – En todas las bandas espectrales observamos líneas de Brackett y Paschen en absorción intensa, así como líneas de C I en $\sim 10700 \text{ \AA}$ en absorción moderada en la banda Y , lo que sugiere un tipo espectral más tardío que A2. En general, las líneas de hidrógeno y las líneas metálicas (principalmente C) son muy similares a las observadas en los espectros de HR 4357 y HR 4534. Curiosamente, en la banda K_S se observan posibles líneas de H_2 en absorción débil, que podrían ser un residuo de una ineficiente sustracción de líneas de cielo, o también líneas de emisión intrínsecas a la fuente que fueron mal sustraídas. En cualquier caso, a la fuente S103 le asignamos el tipo espectral (conservativo) de A3–A4 V.

- **S104** – De entrada, este espectro tiene una baja S/N en las bandas K_S y H , aunque es más modesta en las bandas J e Y . Incluso con la baja señal, se pueden detectar las líneas de Brackett y la línea de He I $\lambda 17002$, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. La morfología de las líneas de Paschen se asemejan a las de la fuente S46, pero las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ también se ajustan a las de CPD-41 7712 y la fuente S26. Además, las alas de las líneas de $Pa\gamma$ y $Pa\delta$ sugieren una clase de luminosidad V. Teniendo en cuenta la incertidumbre por la baja señal, a la fuente S104 le asignamos el tipo espectral (conservativo) B0-1 V.

- **S105** – En la banda K_S se observa un artefacto en la línea de $Br\gamma$ que dificulta la clasificación, aunque la detección de He I $\lambda 21125$ e indetección de He II $\lambda 21885$ sugieren un tipo espectral B-temprano. En la banda H se observa el mismo comportamiento, la detección de He I $\lambda 17002$ e indetección de He II $\lambda 16918$ que favorecen un tipo B-temprano. En las bandas J e Y , se observa He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ con intensidad similar a CPD-41 7734 y CPD-41 7712, pero la morfología de las líneas de Paschen se acopla mejor a las observadas en CPD-41 7734 y V* V1032 Sco, sugiriendo un tipo B0-B2 y clase de luminosidad V. Sin embargo, las líneas He I $\lambda 21125$ y He I $\lambda 17002$ se acoplan mejor a CPD-41 7734, lo que favorece un tipo espectral similar. Debido a esto, a la fuente S105 le asignamos el tipo espectral B0 V.

- **S107** – De entrada, el espectro tiene una muy baja S/N en las bandas K_S y H , aunque por fortuna es más alta en las bandas J e Y . Aún así, se pueden reconocer las líneas de Brackett y la línea de He I $\lambda 21125$ (así como trazas de He I $\lambda 17002$ debido a una posible contaminación nebular), lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. Por otro lado, las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ son de baja intensidad, similares a las observadas en V* V1032 Sco, lo que favorece un tipo espectral B2. Las líneas de Paschen parecen más intensas en comparación con los demás espectros, lo que puede deberse a una ineficiente corrección telúrica en los espectros de referencia, pero las alas relativamente anchas sugieren una clase de luminosidad V. Pese a los artefactos observados en las líneas de hidrógeno, basándonos meramente en las líneas de He I, a la fuente S107 le asignamos el tipo espectral B2 V.

- **S108** – En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ y $Br\gamma$ en absorción, lo que sugiere un tipo espectral B0–B2. En la banda H observamos He I $\lambda 17002$ con una intensidad similar a la línea observada en CPD-41 7712, pero no podemos concluir nada

de las líneas de Brackett. En las bandas J e Y , las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ son similares a las de CPD-41 7712, así como la morfología de las líneas de Paschen. De hecho, en general (salvo por las líneas de Brackett) el espectro es un calco del espectro de CPD-41 7712, lo que favorece un tipo espectral idéntico. Es por ello que a la fuente S108 le asignamos el tipo espectral B1 V.

- **S109** – En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ y $\text{Br}\gamma$ en absorción, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. En la banda H observamos He I $\lambda 17002$ con una intensidad similar a la línea observada en CPD-41 7712, pero no podemos concluir nada de las líneas de Brackett. En las bandas J e Y , las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ también son similares a las de CPD-41 7712, favoreciendo un tipo B1. Pero, los perfiles de las líneas de $\text{Pa}\gamma$ y $\text{Pa}\delta$ son más angostos que las observadas en estrellas B0–B2 V, lo que sugiere una clase de luminosidad III o incluso I. Estas clases de luminosidad también permiten explicar la intensidad relativa observada entre He I $\lambda 12784$ y $\text{Pa}\beta$. Dado que no podemos distinguir gigantes de supergigantes con estos datos, a la fuente S109 le asignamos el tipo espectral (conservativo) B1 I-III.

- **S110** – En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ en absorción, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano (a pesar del artefacto en el ala derecha de $\text{Br}\gamma$). En la banda H observamos He I $\lambda 17002$ con una intensidad similar a la línea observada en CPD-41 7712, pero no podemos concluir nada de las líneas de Brackett. En las bandas J e Y , las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ también son similares a las de CPD-41 7712, lo que favorece el tipo espectral B1. Sin embargo, igual que con la fuente S109, los perfiles de las líneas de $\text{Pa}\gamma$ y $\text{Pa}\delta$ son más angostos que las observadas en estrellas B0–B2 V, así como también la intensidad relativa observada entre He I $\lambda 12784$ y $\text{Pa}\beta$ sugiere una clase de luminosidad gigante/supergigante. Es por ello, que a la fuente S110 le asignamos el tipo espectral (conservativo) B1 I-III.

- **S111** – En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ y $\text{Br}\gamma$ en absorción, lo que sugiere un tipo espectral B0–B2. En la banda H observamos He I $\lambda 17002$ con una intensidad similar a la línea observada en CPD-41 7712 y menos intensa que la fuente S46, pero no podemos concluir nada de las líneas de Brackett. En las bandas J e Y , las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ también son similares a las de CPD-41 7712 y la fuente S46, lo que sugiere un tipo en el rango B0.5–B1. Aunque, la intensidad y morfología de las líneas de Paschen son similares a las observadas en la fuente S50, lo que sugiere un tipo espectral B1 y clase de luminosidad V. Notoriamente, las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 17002$ son visiblemente más anchas que las observadas en otras fuentes de tipo espectral similar, lo que nos lleva a asignar el calificador (n) para dar cuenta de este detalle. A fin de cuentas, a la fuente S111 le asignamos el tipo espectral B1 V(n).

- **S112** – De entrada, el espectro de esta fuente tiene una muy baja S/N en las bandas K_S y H que dificulta la clasificación espectral, pero por fortuna en las bandas J e Y la señal es más modesta. Aún así, en las bandas K_S y H observamos los perfiles de las líneas de Brackett y líneas de He I que indican un tipo espectral B-temprano. En las bandas J e Y , la intensidad de las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ es similar a las de CPD-41 7712, y menos intensas que las observadas en CPD-41 7734 y V* V1032 Sco, lo que sugiere un tipo en el rango B0–B2. Si bien la intensidad de las líneas de $\text{Pa}\beta$ y $\text{Pa}\gamma$ parecen ser similares a las de CPD-41 7734 y la fuente S50, sus perfiles parecen ser más angostos lo que sugiere una clase de luminosidad IV o incluso III. Ante las evidentes limitaciones del

espectro, a la fuente S112 le asignamos el tipo espectral (conservativo) B0-1 III-V.

- **S113** – En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ y $\text{Br}\gamma$ en absorción, lo que sugiere un tipo espectral B0–B2. En la banda H observamos He I $\lambda 17002$ con una intensidad similar a las observadas en CPD-41 7712 y la fuente S46, sugiriendo un tipo en el rango B0.5–B1, pero no podemos concluir nada de las líneas de Brackett. En las bandas J e Y , se observan líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ de intensidad similar a las de la fuente S46 y más débiles que en CPD-41 7712, lo que favorece un tipo espectral B0.5. Además, las líneas de Paschen tienen alas similares en comparación a CPD-41 7712 y la fuente S46, lo que sugiere una clase de luminosidad V. De esta forma, a la fuente S113 le asignamos el tipo espectral B0.5 V.
- **S114** – En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ y $\text{Br}\gamma$ en absorción, lo que sugiere un tipo espectral B0–B2. En la banda H observamos He I $\lambda 17002$ con una intensidad similar a la línea observada en la fuente S46, pero no podemos concluir nada de las líneas de Brackett. En las bandas J e Y , se observan líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ muy similares a las de la fuente S46, así como también líneas de Paschen de una intensidad y morfología muy parecidas, lo que sugiere un tipo espectral idéntico. En consecuencia, a la fuente S114 le asignamos el tipo espectral B0.5 V.
- **S115** – En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ y $\text{Br}\gamma$ en absorción, lo que sugiere un tipo espectral B0–B2, aunque el artefacto observado en el ala roja de $\text{Br}\gamma$ afecta un poco a esta clasificación. En la banda H observamos He I $\lambda 17002$ con una intensidad similar a la línea observada en CPD-41 7712, pero no podemos concluir nada de las líneas de Brackett. En las bandas J e Y , las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ también son similares a las de CPD-41 7712 y la fuente S46, lo que sugiere un tipo en el rango B0.5–B1. Además, las alas de las líneas de Paschen son similares a las de la fuente S46, lo que sugiere una clase de luminosidad V, pero su intensidad es mayor lo que sugiere un tipo espectral más tardío que B0.5. Considerando estos detalles, a la fuente S115 le asignamos el tipo espectral B1 V.
- **S134** – En la banda K_S se observa He II $\lambda 21885$ en absorción moderada, así como N III $\lambda 21175$ y C IV $\lambda 20796$ en emisión, y lo que parece se una traza de He I $\lambda 21125$ en absorción, lo que sugiere un tipo espectral O5–O6. En la banda H la corrección telúrica fue bastante deficiente, por lo que solo se observa He I $\lambda 17002$ y He II $\lambda 16918$ en absorción marginal. En las bandas J e Y , se observa He II en absorción fuerte, pero no se observa He I $\lambda 10314$ ni He I $\lambda 11969$, lo que sugiere un tipo espectral O5 o más temprano. Cabe señalar que la línea de He I al lado de $\text{Pa}\beta$, es un artefacto de la corrección telúrica. La intensidad observada en $\text{Pa}\beta$, $\text{Pa}\gamma$ y $\text{Pa}\delta$, son consistentes con un tipo espectral O5 (similar a RFS9), además de que las alas parecen indicar una clase de luminosidad V. Por ende, a la fuente S134 le asignamos el tipo espectral O5 V.
- **S135** – El espectro de la banda K_S está dominado por la absorción de $\text{Br}\gamma$ y no muestra trazas de He I $\lambda 21125$, lo que sugiere un tipo espectral B3 o más tardío. En la banda H las alas de las líneas de Brackett son similares a las de NGC6231 30 y más intensas que las de NGC6231 194 y NGC6231 265, lo que sugiere un tipo espectral en el rango B3–B7 y una clase de luminosidad V. En las bandas J e Y , $\text{Pa}\beta$ y $\text{Pa}\gamma$ también presentan alas similares a las observadas en NGC6231 30, así como una intensidad similar. No obstante, la presencia de He I $\lambda 11969$ y He I $\lambda 17002$ en absorción marginal, sugieren un tipo más temprano que el de NGC6231 30, de forma que estaría en el rango B3–B5.

En consecuencia, a la fuente S135 le asignamos el tipo espectral (intermedio) B4 V.

- **T2e** — En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ y $\text{Br}\gamma$ en absorción, además de la línea de He I $\lambda 17002$ en la banda H , lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. En las bandas J e Y , la intensidad de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ está entre CPD-41 7734 y CPD-41 7712, lo que indica un tipo espectral B0–B1. Aunque, los perfiles de $\text{Pa}\gamma$ y $\text{Pa}\delta$ son ligeramente más angostos que los observados en estrellas B0–B1 V, lo que podría indicar una posible clase de luminosidad III. Por ende, a la fuente T2e le asignamos el tipo espectral (intermedio y conservativo) B0.5 III-V

- **T2g** — La emisión de $\text{Br}\gamma$, $\text{Pa}\beta$, y demás líneas de hidrógeno en este rango, revelan que esta fuente se trata de un YSO. También se observa una posible línea de He I $\lambda 10830$ en absorción, aunque puede tratarse de una ineficiente sustracción de la emisión nebular (debido a la ubicación de esta fuente). Pese a ello, la fuente T2g fue clasificada como un YSO genuino.

- **F3** — En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ y $\text{Br}\gamma$ en absorción moderada, lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. En la banda H observamos He I $\lambda 17002$ con una intensidad similar a la línea observada en CPD-41 7712, lo que favorece un tipo espectral B1. En las bandas J e Y , las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ presentan una intensidad intermedia entre CPD-41 7712 y V* V1032 Sco, lo que sugiere un tipo espectral B1–B2. Pero, podemos observar que la línea de $\text{Pa}\gamma$, $\text{Pa}\delta$, y la intensidad relativa entre He I $\lambda 12784$ y $\text{Pa}\beta$, sugieren una clase de luminosidad diferente de V (posiblemente IV o III). Finalmente, a la fuente F3 le asignamos el tipo espectral (intermedio y conservativo) B1.5 III-V.

- **F4** — En todas las bandas espectrales observamos líneas de Brackett y Paschen en absorción intensa, así como la ausencia de líneas de He I, lo que sugiere un tipo espectral B-tardío o A-temprano. La ausencia de C I en $\sim 10700 \text{ \AA}$ nos permite descartar tipos espectrales más tardíos que A1–A2. Por otro lado, la comparación con los espectros de HR 1791 y HR 5291 sugieren que su tipo espectral está en el rango B7–A0 y clase de luminosidad III. Además, los perfiles son más angostos que aquellos observados en HR 3982, lo que refuerza la idea de que la clase de luminosidad es diferente de V. Es difícil determinar el subtipo exacto, así que a la fuente F4 le asignamos con el tipo espectral (conservativo) B7-A0 III.

- **F6** — En todas las bandas espectrales observamos líneas de Brackett y Paschen en absorción intensa, así como la ausencia de líneas de He I, lo que sugiere un tipo espectral B-tardío o A-temprano. En este caso, la detección de absorción marginal de C I en $\sim 10700 \text{ \AA}$ indica que se trata más bien de una estrella A-temprano. A través de la comparación con HR 5192, HR 4033 y HR 403, encontramos que el tipo espectral se encuentra en el rango A0–A5, valor que depende de la clase de luminosidad. Con la intensidad observada en C I, lo más probable es que se trate de una estrella de tipo A2, pero en ese caso los perfiles de las líneas de Paschen (y Brackett) son más angostos que los observados en estrellas A2 V, aunque más anchos que los de estrellas A2 III, lo que sugiere una clase de luminosidad intermedia. El espectro no es suficiente para dar el tipo exacto, así que asumiremos una clase de luminosidad IV para esta fuente. Con todo esto, a la fuente F6 le asignamos el tipo espectral (conservativo) A0-5 IV.

- **F7** — En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ y $\text{Br}\gamma$ en absorción moderada, lo

que sugiere un tipo espectral B-temprano. En la banda H observamos He I $\lambda 17002$ con una intensidad similar a la línea observada en CPD-41 7712, lo que favorece un tipo espectral B1. En las bandas J e Y , las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ también son similares a las de CPD-41 7712, pero los perfiles de $\text{Pa}\gamma$, $\text{Pa}\delta$, y la intensidad relativa entre He I $\lambda 12784$ y $\text{Pa}\beta$, parecen indicar una clase de luminosidad diferente de V (posiblemente IV o incluso III). Debido a esto que a la fuente F7 le asignamos el tipo espectral (conservativo) B1 III-V.

- **F10** — En la banda K_S se observa la línea de He I $\lambda 21125$ en absorción (y la línea de $\text{Br}\gamma$ también pero con un artefacto en el ala derecha), lo que sugiere un tipo espectral B-temprano. En la banda H observamos He I $\lambda 17002$ con una intensidad similar a la línea observada en CPD-41 7712 y CPD-41 7734, pero no podemos concluir nada de las líneas de Brackett. En las bandas J e Y , las líneas de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ también son similares a las de CPD-41 7712 y CPD-41 7734, favoreciendo un tipo intermedio de B0.5. No obstante, el perfil angosto de la línea de $\text{Pa}\gamma$, y la intensidad relativa entre He I $\lambda 12784$ y $\text{Pa}\beta$, sugieren una clase de luminosidad gigante/supergigante. De hecho, este espectro se asemeja (a excepción de la línea de $\text{Pa}\delta$) al espectro de la fuente S109. Es por ello que a la fuente F10 le asignamos el tipo espectral (conservativo) B0.5 I-III.

- **tgt10** — La presencia de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ en absorción sugieren que la estrella es de tipo B-temprano. No obstante, las líneas de He I $\lambda 17002$ y He I $\lambda 21225$ están contaminadas con emisión circunestelar, al igual que las líneas de Brackett y $\text{Pa}\beta$ que muestran un doble perfil de emisión en el núcleo, lo que indica que la estrella es de tipo Be. De hecho, el doble perfil de emisión es muy similar al observado en la estrella de referencia HD 134958 (especialmente el perfil de He I $\lambda 20581$). La intensidad de He I $\lambda 10314$ y He I $\lambda 11969$ es similar a la observada en CPD-41 7734 y más intensa que HD 134958, lo que favorece un tipo espectral B0. La clase de luminosidad es imposible de determinar con los datos actuales, así que simplemente asumiremos que es de clase V. De esta forma, a la fuente tgt10 le asignamos el tipo espectral B0 Ve.

- **tgt14** — El espectro de la banda K_S está dominado por la absorción de $\text{Br}\gamma$ y no muestra trazas de He I $\lambda 21125$, lo que sugiere un tipo espectral B3 o más tardío. En la banda H las alas de las líneas de Brackett son similares a las de NGC6231 30. En las bandas J e Y , $\text{Pa}\beta$ y $\text{Pa}\gamma$ también presentan una intensidad y alas similares a las observadas en NGC6231 30, lo que favorece un tipo espectral B5 y clase de luminosidad V. En definitiva, la ausencia de He I $\lambda 10314$, He I $\lambda 11969$ y He I $\lambda 17002$ indican que la estrella no puede ser más temprana que B4. Por ende, a la fuente tgt14 le asignamos el tipo espectral B5 V.

- **tgt14d** — El espectro de la banda K_S está dominado por la absorción de $\text{Br}\gamma$ y no muestra absorción de He I $\lambda 21125$, lo que sugiere un tipo espectral B3 o más tardío. En la banda H las alas de las líneas de Brackett son similares a las de NGC6231 30. En las bandas J e Y , $\text{Pa}\beta$ y $\text{Pa}\gamma$ también presentan una intensidad y alas similares a las observadas en NGC6231 30, favoreciendo un tipo espectral y clase de luminosidad similar. Es por ello que a la fuente tgt14d le asignamos el tipo espectral B5 V.

- **tgt16** — La presencia de He I $\lambda 10314$, He I $\lambda 11969$, He I $\lambda 17002$ y He I $\lambda 21225$, sugieren que la estrella es de tipo B-temprano. La emisión central observada en las líneas de Brackett y $\text{Pa}\beta$ indican que la estrella es de tipo Be. Si bien, las líneas de $\text{Pa}\gamma$ y $\text{Pa}\delta$ también presentan una emisión central, se observan unas alas anchas similares a CPD-41

7734 que favorecen una clase de luminosidad V. De hecho, la intensidad de las líneas de He I también son similares a las de CPD-41 7734, lo que sugiere un tipo B0. Debido a esto, a la fuente tgt16 le asignamos el tipo espectral B0 Ve.

B1.3. La nebulosa infrarroja de RCW 91B

Los fuertes vientos de estrellas masivas interactúan con el ISM local, “barriendo” con el material disponible y formando así burbujas interestelares (Churchwell et al. 2006). Estas burbujas están compuestas por una cavidad interna y rodeadas por una delgada capa de gas ionizado caliente ($T \sim 10^4$ K). Después, se encuentra la capa correspondiente a la región de fotodisociación (*Photo-Dissociation Region*, PDR), en donde los fotones UV del continuo de Lyman son incapaces de penetrar las densas nubes de gas y polvo. En este punto, la radiación UV es absorbida y re-emitida por moléculas del infrarrojo medio, como moléculas de CO o PAH (Tielens 2010). Esto es precisamente lo que observamos en imágenes en $4.5 - 8.0 \mu\text{m}$ de RCW 91B (ver Figura B1.1), en donde se distingue una cavidad interna y relativamente limpia, seguida de la PDR que se manifiesta como una emisión extendida de color verde, hasta alcanzar la región con polvo caliente en color rojo.

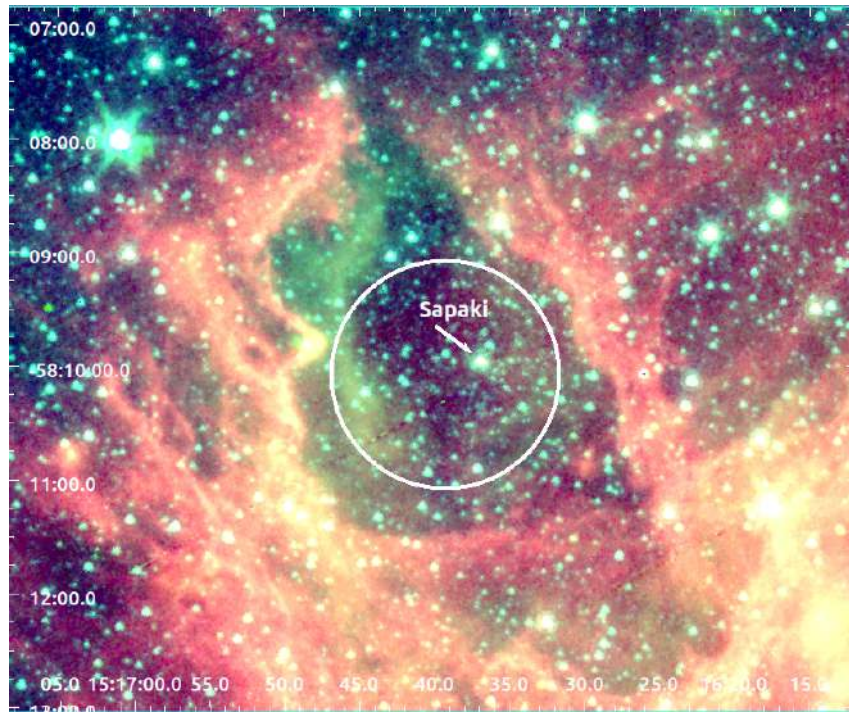


Figura B1.1: Imagen compuesta en color de RCW 91B, construida a partir de imágenes de Spitzer en $3.6 \mu\text{m}$ (azul), $4.5 \mu\text{m}$ (verde) y $8.0 \mu\text{m}$ (rojo). El círculo blanco tiene un radio de $1'$ y en él se señala la ubicación de Sapiaki. El Norte queda hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

El tamaño angular de RCW 91B sugiere que la región HII ya se encuentra en una fase evolutiva más avanzada que la fase ultracompacta, cuando su tamaño era < 0.1 pc (Churchwell 2002). Vamos a suponer que RCW 91B alcanzó su radio de Strömgren inicial (R_i) en un período de $\sim 10^4$ yr. Además, vamos a suponer que el límite entre la capa de material ionizado y la capa externa de gas más frío están en equilibrio hidrostático, entonces la región HII estaría gobernada por un frente de ionización de tipo D (Spitzer 1978). En este sentido, el radio final de Strömgren (R_f) se puede calcular como:

$$R_f(t) = R_i \left(1 + \frac{7 C_{s,II}}{4 R_i} t \right)^{4/7} \quad (\text{B1.1})$$

En donde $C_{s,II}$ es la velocidad del sonido en la región HII y t es el tiempo. En este sentido R_f correspondería con el tamaño observado de la cavidad en 8.0 μm de RCW 91B. Los valores de $C_{s,II}$ y R_i se pueden estimar como:

$$R_i = \left(\frac{3 Q_H}{4\pi \alpha_B(H^0, T) n_H^2} \right)^{1/3} \quad (\text{B1.2})$$

$$C_{s,II} = \sqrt{\frac{2 k_B T}{m_H}} \quad (\text{B1.3})$$

En donde Q_H es el número de fotones del continuo de Lyman que se emiten por segundo, n_H es la densidad numérica del hidrógeno en un ambiente neutro, $\alpha_B(H^0, T)$ es el coeficiente de recombinación del hidrógeno en los niveles 2 y superior, k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura del gas en la nebulosa.

Vamos a asumir un valor de $\alpha_B(H^0, T) \approx 2.6 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ típico de regiones HII clásicas, además de asumir un valor $n_H \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$ para la fase ultracompacta (Churchwell 2002). También, vamos a asumir un valor de $Q_H \sim 6 \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$ que es típico de estrellas de tipo O3 If* (Martins et al. 2005), el cual nos permite determinar el valor de $R_i \sim 0.06 \text{ pc}$. Por otra parte, las observaciones en radio de Caswell & Haynes (1987) reportan $T = 4500 \text{ K}$ para RCW 91B, lo que nos permite estimar $C_{s,II} \sim 8.7 \text{ km s}^{-1}$. El valor de R_f puede ser estimado visualmente a partir del tamaño angular de la cavidad observada en imágenes infrarrojas de Spitzer ($\sim 1'$, ver Figura B1.1). Para una distancia de 5 kpc, obtenemos un valor $R_f = 1.45 \text{ pc}$. Al insertar estos valores en la Ecuación B1.1, obtenemos una edad dinámica de $\sim 1 \text{ Myr}$ para RCW 91B, que está en línea con la edad que debería tener Sapaki según su tipo espectral (Martins & Palacios 2017). Aunque, es importante señalar al variar los parámetros iniciales, las edades obtenidas pueden ser significativamente diferentes. Por ejemplo si aumentamos el valor de n_H en un factor 10 ($n_H = 10^5 \text{ cm}^{-3}$), entonces obtenemos una edad dinámica de $\sim 3 \text{ Myr}$ para RCW 91B.

B2. Extinción en la línea de visión

B2.1. Fotometría en las bandas B y V

El uso de fotometría en las bandas B y V es crucial para determinar los parámetros R_V , A_V y d_V , pues se utilizan las calibraciones de excesos de color presentadas en Fitzpatrick (1999). Dicha fotometría existe para el Complejo RCW 91 solamente a través del censo APASS, y solo para las estrellas más brillantes y menos extinguidas. Por ende, nos vemos en la necesidad de utilizar la fotometría B y V que proveen algunos censos (e.g. TIC8.2), así como también realizadas transformaciones de color entre censos (e.g. Gaia DR3). Es esperable que existan diferencias entre los valores obtenidos con un censo u otro, así que que realizamos un experimento para evaluar el impacto de las magnitudes B y V utilizadas.

En primer lugar, analizamos los resultados obtenidos para la fuente 303 (Tabla D.1), una

de las estrellas más brillantes en el área de Lynga 3 y que ha sido estudiada previamente en la literatura (e.g. [Gvaramadze et al. 2015](#)). En la Tabla B2.1 se presentan los parámetros de extinción y distancia de la fuente 303, utilizando los censos descritos en la Sección (2.3.3). En este caso, observamos que al utilizar la fotometría de NOMAD resulta en un valor más bajo de E_{B-V} y A_V , y a su vez un valor más alto de R_V y d_V . En cambio, ocurre lo contrario cuando se utiliza Gaia DR3. En el caso de la fotometría de APASS, se obtiene un valor intermedio entre los valores de E_{B-V} , A_V y d_V , pero el valor de R_V es igual al obtenido con la fotometría de NOMAD. Los demás censos (VPHAS+ DR2, UCAC4, TIC8.2 y Gaia DR2) también presentan valores intermedios de E_{B-V} , A_V , d_V y R_V , aunque destaca el valor de R_V obtenido con VPHAS+ DR2. En cualquier caso, el valor de R_V está cerca del valor canónico utilizado en nuestra Galaxia ($R_V = 3.1$), a excepción de los valores más bajos obtenidos con Gaia DR3 y VPHAS+ DR2. Además, los promedios ponderados de A_V y d_V resultan en 6.2 ± 0.1 mag y 6.2 ± 0.2 kpc, respectivamente, que están en línea con los valores de 6.4 ± 0.4 mag y 5.6 ± 1.5 kpc obtenidos por [Gvaramadze et al. \(2015\)](#).

Censo	E_{B-V} (mag)	E_{V-J} (mag)	E_{V-H} (mag)	E_{V-Ks} (mag)	R_V	A_V (mag)	d_V (kpc)
APASS DR10	2.16	4.52	5.12	5.49	2.87 ± 0.14	6.20 ± 0.33	6.17 ± 0.95
DECaPS2	...	...	...	...	...	...	...
Gaia DR3	2.53	4.78	5.39	5.75	2.58 ± 0.15	6.54 ± 0.42	5.97 ± 1.16
Gaia DR2	2.35	4.56	5.17	5.53	2.67 ± 0.24	6.27 ± 0.61	6.11 ± 1.72
NOMAD	1.94	4.00	4.61	4.98	2.87 ± 0.23	5.57 ± 0.49	6.52 ± 1.48
TIC8.2	2.29	4.42	5.03	5.39	2.66 ± 0.21	6.08 ± 0.53	6.25 ± 1.54
UCAC4	2.18	4.53	5.13	5.50	2.85 ± 0.21	6.21 ± 0.51	6.18 ± 1.46
VPHAS+ DR2	2.36	4.48	5.09	5.45	2.61 ± 0.02	6.16 ± 0.06	6.19 ± 0.17

Tabla B2.1: Parámetros de extinción para la fuente 303 (Tabla D.1).

Ahora analizamos los resultados obtenidos para la estrella Sapaki, los cuales se presentan en la Tabla B2.2. En este caso, se observa el mismo comportamiento con NOMAD: valores de E_{B-V} y A_V más bajos, a la vez que valores más altos de R_V y d_V . A su vez, el comportamiento opuesto se observa con Gaia DR3. Además, los valores de A_V y d_V nuevamente convergen a un valor promedio que no difiere significativamente de sus valores individuales. No obstante, el valor de R_V es mucho más alto cuando se calcula con NOMAD, que es consistente con una ley de extinción anómala para Sapaki. Si bien este valor atípico es dejado fuera en el cálculo final de R_V (al igual que el valor de E_{B-V}), vamos a analizar más en detalle qué puede estar ocurriendo con la fotometría de NOMAD. Para Sapaki, las magnitudes B y V de NOMAD son importadas del catálogo USNO YB6 para el cual no logramos encontrar información, salvo una conversación en un foro¹ que advierte que las magnitudes en la banda V de YB6 pueden ser erróneas en ~ 1 mag en campos estelares densos. También, se encontró una anotación en la base de datos de VizieR² que advierte que las magnitudes B de YB6 parecen ser erróneas en ~ 4 mag en algunos campos, en particular el campo centrado en $RA_{J2000} = 18:19:02.71$ y $DE_{J2000} = -32:12:57.9$ (cerca

¹<https://www.projectpluto.com/groups/guide-user/msg6387.htm>

²<https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR?-source=I/297>

del bulbo Galáctico). Por ende, los valores de R_V calculados con fotometría del catálogo YB6 en NOMAD, posiblemente sean incorrectos. En cualquier caso, es interesante notar que el incremento de R_V y la disminución de E_{B-V} se “cancelan” en el cálculo de A_V (Ecuación 2.3.1), y en consecuencia en el valor de d_V . La mayoría de estrellas observadas en el Complejo RCW 91 con fotometría V de NOMAD, son importadas del catálogo YB6. Pero, en esta Tesis, estamos principalmente interesados en los valores de A_V y d_V , por lo que igual incluiremos los resultados obtenidos con esta fotometría, puesto que los valores atípicos son excluidos al calcular el promedio ponderado.

Censo	E_{B-V} (mag)	E_{V-J} (mag)	E_{V-H} (mag)	E_{V-Ks} (mag)	R_V	A_V (mag)	d_V (kpc)
APASS DR10	...	...	...	...	...	...	...
DECaPS2	...	...	...	...	...	...	...
Gaia DR3	2.98	6.03	6.82	7.28	2.77 ± 0.14	8.26 ± 0.45	4.74 ± 0.98
Gaia DR2	...	...	...	...	...	...	...
NOMAD	1.78	5.56	6.35	6.81	4.30 ± 0.38	7.66 ± 0.75	5.04 ± 1.74
TIC8.2	2.64	5.71	6.51	6.96	2.98 ± 0.26	7.86 ± 0.74	4.93 ± 1.68
UCAC4	2.62	5.78	6.58	7.03	3.04 ± 0.17	7.94 ± 0.50	4.91 ± 1.13
VPHAS+ DR2	...	...	...	...	...	...	...

Tabla B2.2: Parámetros de extinción para Sapaki (Tabla D.1).

B2.2. Bandas interestelares difusas

Las bandas interestelares difusas (*Diffuse Interstellar Bands*, DIBs) corresponden a una serie de líneas de absorción observada en los espectros ópticos e infrarrojos de estrellas enrojecidas. El origen de las DIBs aún es tema de debate en la astronomía moderna, aunque se cree que se originan en el medio interestelar debido a moléculas de carbono, cadenas de hidrocarburos, el buckminsterfullereno (C_{60}^+), hidrocarburos aromáticos policíclicos y granos de polvo (Zhao 2021).

Existe una fuerte correlación entre el EW de algunas DIBs ópticas (e.g. $\lambda 5780$ y $\lambda 5796$) y el exceso de color de las estrellas (e.g. E_{B-V}), la cual ha sido ampliamente estudiada a través de los años (Merrill & Wilson 1938, Herbig 1995, Krelowski et al. 2019). En el infrarrojo cercano, se ha encontrado que la intensidad de algunas DIBs (e.g. $\lambda 11797$, $\lambda 13175$ y $\lambda 15268$) están bien correlacionadas con la intensidad de la DIB $\lambda 5780$, y por consiguiente también con el valor de E_{B-V} (Cox et al. 2014, Hamano et al. 2015, Zasowski et al. 2015).

La mayoría de espectros de las fuentes en el Complejo RCW 91, presentan fuertes DIBs tanto en el óptico como en el infrarrojo cercano. Mediante la rutina `splot` de IRAF, se midió el EW de las DIBs más importantes a partir del ajuste de perfiles Gaussianos. Luego, con la longitud de onda central de la DIB, se calcula su velocidad radial comparando con la longitud de onda en reposo. Finalmente, se calcula E_{B-V} a partir del EW (en Å) de las

DIBs que estén más fuertemente correlacionadas ($r_{\text{pearson}} > 0.8$) con E_{B-V} :

$$E_{B-V} = 1.98 \cdot \text{EW}(\lambda 5780) - 0.03 \quad (\text{B2.1})$$

$$E_{B-V} = 5.80 \cdot \text{EW}(\lambda 5797) + 0.07 \quad (\text{B2.2})$$

$$E_{B-V} = 3.96 \cdot \text{EW}(\lambda 6614) + 0.09 \quad (\text{B2.3})$$

$$E_{B-V} = 3.32 \cdot \text{EW}(\lambda 13175) - 0.10 \quad (\text{B2.4})$$

$$E_{B-V} = 5.49 \cdot \text{EW}(\lambda 15268) - 0.10 \quad (\text{B2.5})$$

En donde las Ecuaciones B2.1, B2.2 y B2.3 fueron extraídas de [Krełowski et al. \(2019\)](#), y las Ecuaciones B2.4 y B2.5 pertenecen a [Cox et al. \(2014\)](#). Las DIBs $\lambda 5780$ y $\lambda 5797$ son visibles en la mayoría de espectros de LDSS y MagE, mientras que la DIB $\lambda 6614$ solo es visible en los espectros de MagE. Las DIBs $\lambda 13175$ y $\lambda 15268$ son visibles en casi todos los espectros de TSpec y FIRE. En la Tabla D.6 se presentan las mediciones de EW de las DIBs en las fuentes observadas del Complejo RCW 91.

A continuación, se presentan los resultados para las DIBs ópticas e infrarrojas:

Región óptica

En la Tabla B2.3 se presentan los valores de E_{B-V} calculados para las DIBs ópticas, en donde el valor de A_V se ha determinado a un parámetro de extinción óptica a selectiva $R_V = 3.1 \pm 0.1$. En este caso, para Sapaki se obtienen resultados muy similares con la DIB $\lambda 5780$ y la DIB $\lambda 5797$, aunque con la DIB $\lambda 6614$ el valor de A_V es 2 mag menor. En el caso de las demás estrellas (excepto las fuentes 306b y 307), con las DIBs $\lambda 5780$ y $\lambda 5797$, se obtienen valores de A_V que son $\sim 2 - 5$ mag más altos que los obtenidos con el método de la Sección 2.3.3. En el caso de la fuente 307, la DIB $\lambda 6614$ si representa fielmente el valor calculado con el otro método. Aunque, siempre es importante mencionar que con un valor más pequeño de R_V , el valor de A_V también disminuye en un factor $\times 3$ aproximadamente.

Entre los factores que explican los resultados obtenidos para A_V , está la sensibilidad de las DIBs a las condiciones locales. Por ejemplo, la DIB $\lambda 6614$ puede debilitarse en regiones con fuerte radiación UV (como en regiones HII), lo que explicaría el bajo valor de A_V obtenido para Sapaki con esta DIB ([Omont & Bettinger 2020](#)). Además, la fuerza relativa de las DIBs puede variar significativamente entre regiones HII (como en RCW 91B) y líneas de visión más limpias (como en Lynga 3), por lo que las Ecuaciones B2.1-B2.3 no son estrictamente aplicables en ambos grupos a la vez ([Ramírez-Tannus et al. 2018](#)). Por último, debemos tener en cuenta que estamos observando a través del brazo de Carina-Sagitario y del brazo de Escudo-Centauro, por lo que las medidas de EW están afectadas por la superposición de material en ambas regiones. En última instancia, si descontamos la extinción típica del brazo de Carina-Sagitario ($A_V \sim 1 - 3$ mag), eliminamos en gran medida el error sistemático obtenido con este método para las DIBs $\lambda 5780$ y $\lambda 5797$.

Región del infrarrojo cercano

En la Tabla B2.4 se presentan los valores de E_{B-V} calculados para las DIBs del infrarrojo cercano, en donde el valor de A_V se ha determinado asumiendo un parámetro de extinción óptica a selectiva $R_V = 3.1 \pm 0.1$. En este caso, observamos que los valores de E_{B-V} y A_V de Sapaki (y de las demás fuentes) están sobrestimados en un factor ~ 1.5 si se utiliza la DIB $\lambda 13175$, mientras que con la DIB $\lambda 15268$ están sobrestimados en un factor ~ 2 . La discrepancia entre los valores calculados a partir de las DIBs y los valores calculados

ID	E_{B-V}			A_V		
	DIB $\lambda 5780$	DIB $\lambda 5797$	DIB $\lambda 6614$	DIB $\lambda 5780$	DIB $\lambda 5797$	DIB $\lambda 6614$
Sapaki	2.74 ± 0.27	2.51 ± 0.25	2.03 ± 0.16	8.49 ± 0.88	7.78 ± 0.81	6.29 ± 0.54
301	2.90 ± 0.35	3.03 ± 0.39	...	8.99 ± 1.12	9.39 ± 1.25	...
302	3.04 ± 0.31	3.55 ± 0.37	...	9.42 ± 1.01	11.00 ± 1.20	...
303	2.74 ± 0.24	2.74 ± 0.21	...	8.49 ± 0.79	8.49 ± 0.71	...
304	3.18 ± 0.39	3.26 ± 0.38	...	9.86 ± 1.25	10.11 ± 1.22	...
305	2.92 ± 0.30	3.32 ± 0.34	...	9.05 ± 0.97	10.29 ± 1.11	...
306	2.88 ± 0.37	3.09 ± 0.31	...	8.93 ± 1.18	9.58 ± 1.01	...
306b	1.61 ± 0.25	1.40 ± 0.12	...	4.99 ± 0.79	4.34 ± 0.40	...
307	2.50 ± 0.33	2.51 ± 0.21	2.03 ± 0.23	7.75 ± 1.05	7.78 ± 0.70	6.29 ± 0.74
308	2.76 ± 0.30	4.59 ± 0.50	...	8.56 ± 0.97	14.23 ± 1.62	...
462	2.74 ± 0.23	3.38 ± 0.29	...	8.49 ± 0.76	10.48 ± 0.96	...
462b	2.90 ± 0.39	...	...	8.99 ± 1.24	...	...
474	2.78 ± 0.34	2.56 ± 0.29	...	8.62 ± 1.09	7.94 ± 0.93	...
603	2.25 ± 0.30	2.10 ± 0.25	...	6.98 ± 0.96	6.51 ± 0.80	...
604	2.70 ± 0.19	2.51 ± 0.34	...	8.37 ± 0.65	7.78 ± 1.08	...
605	2.68 ± 0.23	3.26 ± 0.35	...	8.31 ± 0.76	10.11 ± 1.13	...
606	2.64 ± 0.23	2.62 ± 0.23	...	8.18 ± 0.76	8.12 ± 0.76	...

Tabla B2.3: Excesos de color ópticos (E_{B-V}) y extinción óptica total (A_V) obtenida a partir de mediciones del EW de las DIBs $\lambda 5780$, $\lambda 5797$ y $\lambda 6614$, junto con las Ecuaciones B2.1, B2.2 y B2.3, respectivamente.

con la metodología de la Sección 2.3.3 son amplias, por ende se desaconseja el uso de las Ecuaciones B2.4 y B2.5 para este propósito.

Cabe señalar que las mediciones de EW de Cox et al. (2014) de las DIBs infrarrojas, en general presentan valores $< 0.5 - 1 \text{ \AA}$, mientras que las DIBs del Complejo RCW 91 típicamente presentan $\text{EW} > 1 \text{ \AA}$. Por otra parte, las ecuaciones de Cox et al. (2014) fueron derivadas usando líneas de visión ($l = 43^\circ - 53^\circ$) con nubes predominantemente difusas, cuyas propiedades no son necesariamente las mismas que las nubes que atraviesan la línea de visión del Complejo RCW 91 ($l \sim 321^\circ$). Por ende, el factor de sobrestimación de $\sim 1.5 - 2$ utilizando DIBs en el infrarrojo cercano, podría ser explicado por las diferencias en la densidad del material interestelar, estado de ionización de los portadores de DIBs, efectos del campo de radiación local y propiedades del polvo en la línea de visión (Zhao 2021). En este punto, se destaca la importancia de desarrollar calibraciones específicas para diferentes tipos de ambientes en nuestra Galaxia.

Tabla B2.4: Excesos de color ópticos (E_{B-V}) y extinción óptica total (A_V) obtenida a partir de mediciones del EW de las DIBs $\lambda 13175$ y $\lambda 15268$, junto con las Ecuaciones B2.4 y B2.5, respectivamente.

ID	E_{B-V}		A_V	
	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$
Sapaki	5.05 ± 0.51	3.52 ± 0.26	15.66 ± 1.66	10.91 ± 0.88
302	3.72 ± 0.27	2.97 ± 0.28	11.53 ± 0.92	9.21 ± 0.92
303	4.65 ± 0.49	3.19 ± 0.40	14.42 ± 1.59	9.89 ± 1.28
304	4.75 ± 0.56	4.90 ± 0.46	14.72 ± 1.80	15.19 ± 1.51
304b	3.85 ± 0.36	...	11.94 ± 1.18	...
tgt10	5.98 ± 0.62	3.14 ± 0.22	18.54 ± 2.01	9.73 ± 0.75
tgt10b	3.59 ± 0.45	...	11.13 ± 1.44	...
tgt10c	3.02 ± 0.34	...	9.36 ± 1.10	...
tgt10d	4.02 ± 0.45	...	12.46 ± 1.45	...
tgt14	2.09 ± 0.22	2.59 ± 0.30	6.48 ± 0.71	8.03 ± 0.97
tgt14c	2.85 ± 0.38	...	8.84 ± 1.21	...
tgt14d	2.22 ± 0.25	2.86 ± 0.37	6.88 ± 0.81	8.87 ± 1.18
tgt16	3.65 ± 0.41	3.19 ± 0.28	11.32 ± 1.32	9.89 ± 0.92
RSG0	3.85 ± 0.39	...	11.94 ± 1.27	...
RSG1	3.02 ± 0.34	...	9.36 ± 1.10	...
RSG2	3.82 ± 0.40	...	11.84 ± 1.30	...
RSG3	1.93 ± 0.14	...	5.98 ± 0.47	...
RSG4	2.85 ± 0.31	...	8.84 ± 1.00	...
MN18A	5.25 ± 0.46	...	16.28 ± 1.52	...
MN18B	6.47 ± 0.64	...	20.06 ± 2.09	...
RSG12	3.32 ± 0.37	...	10.29 ± 1.19	...
RSG12b	1.93 ± 0.15	...	5.98 ± 0.50	...
RSG13	2.66 ± 0.29	...	8.25 ± 0.94	...
RSG14	3.88 ± 0.44	...	12.03 ± 1.42	...
RSG14b	1.89 ± 0.15	...	5.86 ± 0.50	...

Continúa en la página siguiente

ID	E_{B-V}		A_V	
	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$
RSG14c	2.19 ± 0.21	...	6.79 ± 0.69	...
RSG15	2.72 ± 0.29	...	8.43 ± 0.94	...
RSG15b	3.12 ± 0.23	...	9.67 ± 0.78	...
RSG15c	2.46 ± 0.32	...	7.63 ± 1.02	...
RSG16	1.99 ± 0.10	...	6.17 ± 0.37	...
S1	4.42 ± 0.49	3.58 ± 0.27	13.70 ± 1.58	11.10 ± 0.91
S2	3.78 ± 0.41	...	11.72 ± 1.33	...
S3	4.65 ± 0.50	...	14.42 ± 1.62	...
S4	3.59 ± 0.40	...	11.13 ± 1.29	...
S5	4.75 ± 0.43	...	14.72 ± 1.42	...
S6	4.58 ± 0.45	...	14.20 ± 1.47	...
S7	3.32 ± 0.43	...	10.29 ± 1.37	...
S8	3.49 ± 0.37	...	10.82 ± 1.20	...
S9	3.72 ± 0.39	...	11.53 ± 1.26	...
S10	2.06 ± 0.20	2.15 ± 0.27	6.39 ± 0.65	6.66 ± 0.86
S11	3.52 ± 0.32	...	10.91 ± 1.05	...
S12	4.25 ± 0.44	...	13.18 ± 1.43	...
S13	3.35 ± 0.26	...	10.38 ± 0.87	...
S14	3.19 ± 0.23	...	9.89 ± 0.78	...
S15	4.78 ± 0.48	5.28 ± 0.58	14.82 ± 1.56	16.37 ± 1.87
S16	3.19 ± 0.25	...	9.89 ± 0.84	...
S17	2.49 ± 0.33	...	7.72 ± 1.05	...
S18	4.32 ± 0.44	...	13.39 ± 1.43	...
S19	3.68 ± 0.29	...	11.41 ± 0.97	...
S20	5.08 ± 0.53	...	15.75 ± 1.72	...
S21	0.50 ± 0.03	...	1.55 ± 0.11	...
S22	3.85 ± 0.37	...	11.94 ± 1.21	...
S23	4.12 ± 0.45	...	12.77 ± 1.45	...
S24	2.22 ± 0.28	...	6.88 ± 0.90	...
S24b	2.56 ± 0.16	...	7.94 ± 0.56	...
S25	3.42 ± 0.36	...	10.60 ± 1.17	...
S26	4.91 ± 0.50	4.13 ± 0.37	15.22 ± 1.63	12.80 ± 1.22
S27l	1.99 ± 0.13	...	6.17 ± 0.45	...
S27r	2.46 ± 0.22	...	7.63 ± 0.73	...
S28	4.28 ± 0.34	...	13.27 ± 1.14	...
S29	3.78 ± 0.30	...	11.72 ± 1.00	...
S30	3.95 ± 0.30	...	12.24 ± 1.01	...
S30a	4.02 ± 0.40	...	12.46 ± 1.30	...
S30b	5.61 ± 0.52	...	17.39 ± 1.71	...
S31	3.68 ± 0.40	...	11.41 ± 1.29	...
S32	4.32 ± 0.48	...	13.39 ± 1.55	...

Continúa en la página siguiente

ID	E_{B-V}		A_V	
	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$
S33	3.62 ± 0.40	...	11.22 ± 1.29	...
S34	4.98 ± 0.53	4.73 ± 0.41	15.44 ± 1.72	14.66 ± 1.36
S35	3.49 ± 0.26	...	10.82 ± 0.88	...
S36	3.95 ± 0.32	...	12.24 ± 1.07	...
S37	3.98 ± 0.40	...	12.34 ± 1.30	...
S38	3.78 ± 0.40	...	11.72 ± 1.30	...
S39	3.32 ± 0.34	...	10.29 ± 1.11	...
S40	4.05 ± 0.50	...	12.56 ± 1.60	...
S41	3.15 ± 0.27	...	9.76 ± 0.89	...
S42	4.15 ± 0.47	...	12.87 ± 1.51	...
S43	4.88 ± 0.43	...	15.13 ± 1.42	...
S44	3.49 ± 0.25	...	10.82 ± 0.85	...
S45	0.80 ± 0.11	...	2.48 ± 0.35	...
S46	4.98 ± 0.52	4.18 ± 0.42	15.44 ± 1.69	12.96 ± 1.37
S47	4.18 ± 0.46	...	12.96 ± 1.49	...
S48	3.55 ± 0.45	...	11.00 ± 1.44	...
S49	2.09 ± 0.15	...	6.48 ± 0.51	...
S50	4.71 ± 0.56	4.02 ± 0.31	14.60 ± 1.80	12.46 ± 1.04
S50b	2.49 ± 0.29	2.86 ± 0.34	7.72 ± 0.93	8.87 ± 1.09
S51	3.05 ± 0.28	...	9.46 ± 0.92	...
S52	2.62 ± 0.24	2.59 ± 0.30	8.12 ± 0.79	8.03 ± 0.97
S53	5.21 ± 0.43	...	16.15 ± 1.43	...
S54	3.55 ± 0.27	...	11.00 ± 0.91	...
S55	3.15 ± 0.40	...	9.76 ± 1.28	...
S60	3.09 ± 0.31	...	9.58 ± 1.01	...
S60b	4.05 ± 0.46	...	12.56 ± 1.48	...
S100	5.11 ± 0.43	4.46 ± 0.38	15.84 ± 1.43	13.83 ± 1.26
S101	4.45 ± 0.48	4.84 ± 0.51	13.80 ± 1.55	15.00 ± 1.65
S102	5.05 ± 0.43	4.40 ± 0.50	15.66 ± 1.43	13.64 ± 1.61
S103	3.72 ± 0.38	3.52 ± 0.28	11.53 ± 1.24	10.91 ± 0.94
S104	3.85 ± 0.36	2.48 ± 0.25	11.94 ± 1.18	7.69 ± 0.81
S105	4.58 ± 0.52	3.25 ± 0.31	14.20 ± 1.68	10.08 ± 1.01
S107	3.49 ± 0.33	3.25 ± 0.33	10.82 ± 1.08	10.08 ± 1.07
S108	4.18 ± 0.41	2.43 ± 0.16	12.96 ± 1.34	7.53 ± 0.55
S109	4.75 ± 0.39	2.54 ± 0.35	14.72 ± 1.30	7.87 ± 1.11
S109b	3.68 ± 0.45	...	11.41 ± 1.44	...
S110	4.51 ± 0.44	3.30 ± 0.29	13.98 ± 1.44	10.23 ± 0.96
S111	4.68 ± 0.56	3.47 ± 0.42	14.51 ± 1.80	10.76 ± 1.35
S112	3.65 ± 0.36	3.85 ± 0.32	11.32 ± 1.17	11.94 ± 1.06
S113	4.75 ± 0.46	3.30 ± 0.34	14.72 ± 1.50	10.23 ± 1.10
S114	4.51 ± 0.50	4.46 ± 0.52	13.98 ± 1.61	13.83 ± 1.67

Continúa en la página siguiente

ID	E_{B-V}		A_V	
	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$
S115	4.48 ± 0.35	3.30 ± 0.23	13.89 ± 1.17	10.23 ± 0.79
S121	2.92 ± 0.21	...	9.05 ± 0.71	...
S122	3.75 ± 0.41	...	11.62 ± 1.33	...
S123	4.05 ± 0.45	...	12.56 ± 1.45	...
S124	3.45 ± 0.28	...	10.70 ± 0.93	...
S125	2.99 ± 0.36	...	9.27 ± 1.16	...
S126	3.98 ± 0.30	...	12.34 ± 1.01	...
S131	3.49 ± 0.34	...	10.82 ± 1.11	...
S132	2.72 ± 0.30	...	8.43 ± 0.97	...
S133	2.66 ± 0.24	...	8.25 ± 0.79	...
S134	4.28 ± 0.52	2.75 ± 0.19	13.27 ± 1.67	8.52 ± 0.65
S135	2.46 ± 0.16	28.61 ± 2.95	7.63 ± 0.55	88.69 ± 9.58
T1a	11.69 ± 1.16	...	36.24 ± 3.78	...
T1b	8.10 ± 0.72	...	25.11 ± 2.37	...
T1c	7.17 ± 0.64	...	22.23 ± 2.11	...
T1d	5.71 ± 0.54	...	17.70 ± 1.77	...
T1e	7.64 ± 0.79	...	23.68 ± 2.57	...
T1f	4.81 ± 0.52	...	14.91 ± 1.68	...
T2a	4.88 ± 0.46	...	15.13 ± 1.51	...
T2b	4.05 ± 0.39	...	12.56 ± 1.28	...
T2c	4.51 ± 0.46	...	13.98 ± 1.50	...
T2d	5.58 ± 0.64	...	17.30 ± 2.06	...
T2e	5.44 ± 0.52	4.46 ± 0.55	16.86 ± 1.70	13.83 ± 1.76
T2f	4.55 ± 0.38	...	14.10 ± 1.26	...
T2g	4.98 ± 0.51	4.46 ± 0.49	15.44 ± 1.66	13.83 ± 1.58
T2h	4.75 ± 0.44	...	14.72 ± 1.44	...
F0	2.62 ± 0.15	...	8.12 ± 0.53	...
F2	4.38 ± 0.23	...	13.58 ± 0.84	...
F3	3.09 ± 0.15	3.52 ± 0.16	9.58 ± 0.56	10.91 ± 0.61
F4	2.39 ± 0.09	2.26 ± 0.10	7.41 ± 0.37	7.01 ± 0.38
F6	2.82 ± 0.12	3.19 ± 0.14	8.74 ± 0.47	9.89 ± 0.54
F7	5.01 ± 0.25	3.58 ± 0.15	15.53 ± 0.92	11.10 ± 0.59
F10	4.78 ± 0.24	4.29 ± 0.20	14.82 ± 0.88	13.30 ± 0.75

Fin de la Tabla D.5

Dado que las calibraciones Cox et al. (2014) no son adecuadas para las DIBs observadas en dirección al Complejo RCW 91, vamos a calibrar los valores de A_V con el EW de las DIBs en el infrarrojo cercano. En la Figura B2.1 se presenta el diagrama de comparación entre el valor de A_V y EW de las DIBs $\lambda 13175$ y $\lambda 15268$. En el caso de la DIB $\lambda 13175$, podemos observar que su relación con A_V se separa en tres grandes grupos: 1) estrellas OB, 2) estrellas GKM de clase III-V, y 3) estrellas GKM de clase I. Por ende, en este caso ajustamos una función lineal a cada uno de estos tres grupos. En el caso de la DIB

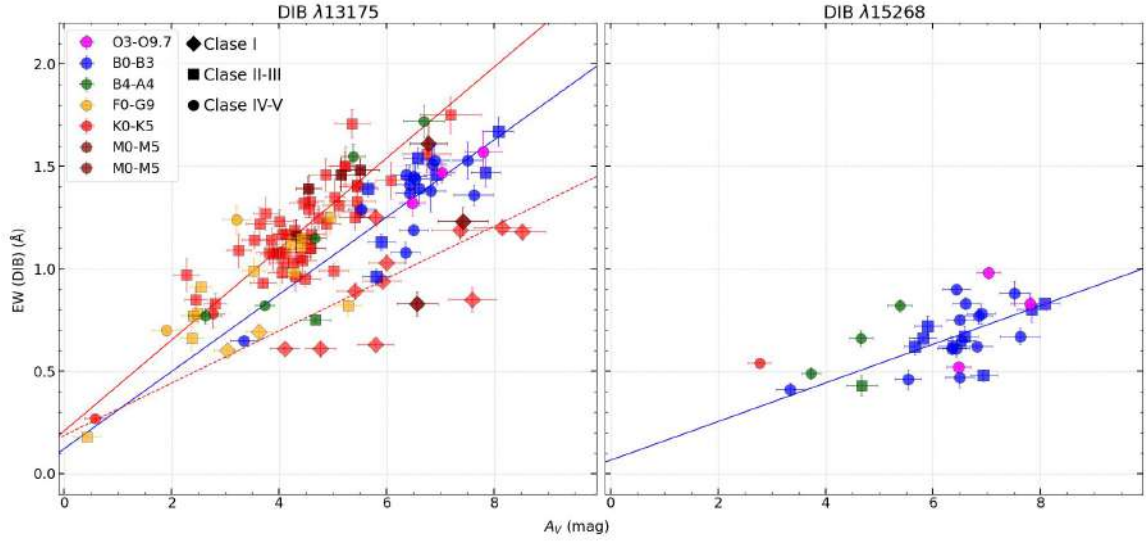


Figura B2.1: Diagrama de comparación entre la extinción óptica calculada con la metodología de la Sección 2.3.3 (A_V) y el EW de las DIBs infrarrojas, para las estrellas del Complejo RCW 91. *Panel izquierdo:* DIB $\lambda 13175$. *Panel derecho:* DIB $\lambda 15268$. La línea azul representa el ajuste lineal sobre las estrellas OB, la línea sólida roja es el ajuste para las estrellas GKM de clase III-V, y la línea punteada roja es el ajuste para las estrellas GKM de clase I.

$\lambda 15268$, solo se observa el grupo de estrellas OB (y una que otra estrella de tipo A y K), por ende ajustamos una función lineal solamente a este grupo. De esta forma, encontramos las siguientes ecuaciones que relacionan A_V y el EW de las DIBs infrarrojas:

$$\text{Estrellas OB:} \quad A_V = 5.31 \cdot \text{EW}(\lambda 13175) - 0.64 \quad (\text{B2.6})$$

$$\text{Estrellas GKM Clase III-V:} \quad A_V = 4.50 \cdot \text{EW}(\lambda 13175) - 0.93 \quad (\text{B2.7})$$

$$\text{Estrellas GKM Clase I:} \quad A_V = 7.84 \cdot \text{EW}(\lambda 13175) - 1.46 \quad (\text{B2.8})$$

$$\text{Estrellas OB:} \quad A_V = 10.6 \cdot \text{EW}(\lambda 15268) - 0.69 \quad (\text{B2.9})$$

El coeficiente de correlación de Pearson r_{pearson} tiene un valor de 0.82, 0.90, 0.68 y 0.60 para las Ecuaciones B2.6, B2.7, B2.8 y B2.9, respectivamente. Por un lado, la DIB $\lambda 13175$ es la que permite estimar de mejor manera el valor de A_V para las estrellas OB y GKM de clase III-V, mientras que para las estrellas GKM de clase I existe una mayor dispersión. Por otro lado, la DIB $\lambda 15268$ presenta una amplia dispersión para las estrellas OB, aunque esto puede deberse a la imperfecta corrección telúrica en esta región del espectro. Ciertamente, observamos que la DIB $\lambda 13175$ es mejor para estimar el valor de A_V en estrellas OB, pero debemos considerar que la mayoría de nuestras estrellas están altamente extinguidas ($A_V \gtrsim 6$ mag), por ende la Ecuación B2.6 no necesariamente describe la extinción de estrellas más cercanas (o más alejadas) en la línea de visión del Complejo RCW 91. Finalmente, la dependencia de las DIBs con el medio interestelar local, incluyendo la intensidad del campo de radiación UV y la densidad del gas, influye significativamente en la relación DIB- A_V , generando las variaciones sistemáticas que se observan entre diferentes regiones de nuestra Galaxia (como el Complejo RCW 91 y los ambientes más difusos estudiados por Cox et al. 2014).

B2.3. Comparación con el catálogo de StarHorse

Actualmente, la sinergia entre las bases de datos públicas de astrometría, fotometría y espectroscopía, ha sido crucial para el estudio de las propiedades de la población estelar en nuestra Galaxia. En particular, [Queiroz et al. \(2018\)](#) presentaron el código **StarHorse**, el cual utiliza inferencia Bayesiana para ajustar isócronas a la población estelar de campo y así determinar sus propiedades observacionales. [Anders et al. \(2019\)](#) utilizaron **StarHorse** junto con los datos de Gaia DR2, Pan-STARRS1, 2MASS y AllWISE, para derivar los parámetros estelares, distancia y extinción de 2.65×10^8 estrellas más brillantes que $G = 18$ mag. Por su parte, [Anders et al. \(2022\)](#) utilizaron una nueva versión del código **StarHorse**, e incluyó los datos de SkyMapper y Gaia EDR3, lo que permitió mejorar la precisión de las propiedades observacionales derivadas. En general, este catálogo reporta valores de distancia y extinción que han sido validados con otros catálogos disponibles en la literatura, pero los parámetros estelares (T_{eff} , $\log g$, etc.) están ampliamente sesgados para estrellas masivas (ver Apéndice D en [Anders et al. 2022](#)). Pese a ello, podemos comparar estos valores con los resultados derivados para las estrellas en el Complejo RCW 91.

En la Tabla D.7 se presentan los valores de A_V , d y T_{eff} del catálogo **StarHorse** para las estrellas del Complejo RCW 91. En la Figura B2.2 se presenta la comparación entre el valor de A_V descrito en la Sección 2.3.3 y el valor reportado en los catálogos de **StarHorse**. Podemos observar que **StarHorse** + Gaia DR2 falla en calcular la extinción para estrellas con $A_V > 4$ mag, además de que muy pocas estrellas con $A_V < 4$ caen sobre la función identidad. En el caso de **StarHorse** + Gaia DR3 observamos una mejor correspondencia entre ambos valores, aunque en general los valores de A_V tienden a estar subestimados para las estrellas OB y sobrestimados para las estrellas GKM. Pese a las diferencias sistemáticas que existen entre nuestros cálculos de A_V y aquellos del catálogo de **StarHorse**, los valores de $A_{V,\text{StarHorse}}$ con Gaia DR3 mejoran con respecto a los valores de $A_{V,\text{StarHorse}}$ con Gaia DR2. Indudablemente, **StarHorse** se beneficiará de futuros censos fotométricos (e.g. LSST) y astrométricos (e.g. Gaia DR4), lo que mejorará significativamente el cálculo de las propiedades observacionales de la población estelar galáctica.

B3. Velocidad radial

B3.1. Validación de la metodología

El método más ampliamente usado para medir velocidades radiales es el ajuste de perfiles Gaussianos a las líneas espectrales de absorción o emisión (e.g. [Kiminki et al. 2007](#)). Generalmente, se miden varias líneas presentes en la fotosfera estelar, y luego se toma el promedio de los valores individuales de velocidad radial. En el caso de estrellas OB, los perfiles Gaussianos son incapaces de representar la forma real de la línea, aunque sí son una buena aproximación del núcleo de la línea ([Vink et al. 2015](#)). En la región óptica, los perfiles Gaussianos son un indicador robusto de la velocidad radial de la estrella, pero en el infrarrojo cercano se debe ser más cuidadoso, pues las líneas espectrales son más propensas a estar contaminadas con emisión nebular o con una imperfecta corrección telúrica. Pese a ello, en el infrarrojo cercano se pueden medir líneas de forma razonable sin la necesidad de una S/N muy alta ($S/N > 70$) o un poder resolutivo alto ($R > 3000$). Para validar la medición de velocidades radiales con un ajuste Gaussiano línea por línea ($V_{r,\text{GFit}}$), vamos a realizar el procedimiento para dos estrellas con velocidad radial conocida: HD 64568

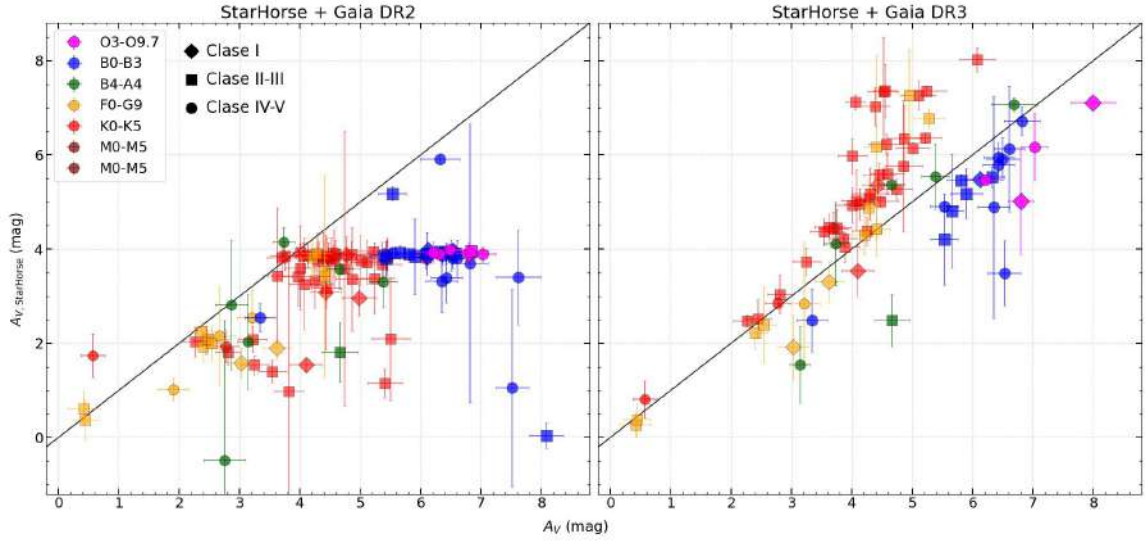


Figura B2.2: Diagrama de comparación entre la extinción óptica calculada con la metodología de la Sección 2.3.3 (A_V) y la extinción óptica determinada con los códigos de *StarHorse* ($A_{V,\text{StarHorse}}$), para las estrellas del Complejo RCW 91. *Panel izquierdo:* Valores de $A_{V,\text{StarHorse}}$ determinados por Anders et al. (2019). *Panel derecho:* Valores de $A_{V,\text{StarHorse}}$ determinados por Anders et al. (2022). En ambos diagramas, la línea negra continua representa la función identidad.

(región óptica) y HD 135378 (infrarrojo cercano).

HD 64568 (O3 V((f*))z; Sota et al. 2014) es una estrella brillante ($V < 10$ mag) que se considera la estándar del tipo espectral O3 V (Sota et al. 2011). La estrella se encuentra en aparente aislamiento a $\sim 21'$ (~ 27 pc para una distancia de 4.5 kpc) hacia el noreste de la región HII NGC 2467, aunque estudios recientes sugieren que HD 64568 es en realidad una estrella *runaway* (Carretero-Castrillo et al. 2023) que posiblemente fue eyectada del cúmulo Haffner 18 en NGC 2467 hace ~ 0.4 Myr (Maíz Apellániz et al. 2020). En cuanto a su multiplicidad, Solivella & Niemela (1986) sugirieron que la estrella podría ser una binaria basándose en las variaciones observadas de su velocidad radial ($50 - 100 \text{ km s}^{-1}$), aunque en ese trabajo se utilizó un osciloscopio digital para medir la velocidad radial, lo que podría haber introducido errores sistemáticos en su determinación. Posteriormente, Williams et al. (2011) descartaron que HD 64568 sea una binaria de corto o largo período, basado en la baja dispersión observada en la velocidad radial en espectros ópticos multiépoca de poder resolutivo intermedio ($R = 2750 - 3030$). En general, las mediciones de velocidad radial se han mantenido estables en el tiempo para HD 64568 (ver Tabla B3.1), lo que sugiere que la estrella es efectivamente un sistema estelar individual. Las únicas excepciones son las mediciones de Zwitter et al. (2008) y Blomme et al. (2023) (ver Tabla B3.1), aunque dicha discrepancia se explica más abajo.

La estrella HD 64568 fue observada en una campaña observacional con MagE el día 10/03/2024 (Prog. ID I4T024LE, ver Apéndice A3), lo que nos permitió obtener un espectro óptico en el rango $\sim 3500 - 7500 \text{ \AA}$, con $R = 4100$ y con una $S/N \gtrsim 150$ a partir de $\sim 3900 \text{ \AA}$. A través de ajustes Gaussianos línea por línea (Sección 2.3.5), se midió la velocidad radial de 19 líneas presentes en el espectro: He II $\lambda 3923$, He II $\lambda 4026$, N IV $\lambda 4058$, Si IV $\lambda 4089$, Si IV $\lambda 4116$, He II $\lambda 4200$, He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, N V $\lambda 4601$, N V $\lambda 4620$, N III $\lambda 4634$, N III $\lambda 4640$, He II $\lambda 4686$, N IV $\lambda 5201$, N IV $\lambda 5204$, He II $\lambda 5411$,

ID	SpT	V_r (km s ⁻¹)	N_{epoch}	Rango (Å)	Multipl.	Ref.
HD 64568	O5	77.0 ± 3.0	4	3800 – 4700	SS	C72
	O3 Vf	74.8 ± 15.6	10	4000 – 4800	SB1	S86 ^(a)
	O3 Vf	151.2 ± 33.7	2	8450 – 8750	...	Z08
	O3 V((f*))	87.1 ± 5.7	14	4070 – 4920	SS	W11
	O3 V((f*))	...	1	4000 – 4700	SS	M11
	O3 V	117.1 ± 9.9	1	8450 – 8750	...	B23
	O3 V((f*)) _z	98.2 ± 14.0	1	3900 – 7000	...	MSZP

Tabla B3.1: Parámetros disponibles en la literatura para la estrella HD 64568. La segunda columna es el tipo espectral, la tercera columna es el promedio de velocidad radial y la incertidumbre asociada, la cuarta columna es el número de épocas disponibles y la quinta columna es el rango espectral utilizado. La sexta columna es la multiplicidad sugerida para la estrella: binaria espectroscópica de una línea (SB1), o sistema estelar individual (SS).

^(a) La velocidad radial mostrada corresponde al promedio y desviación estándar de los valores individuales presentados en S86, la cual está en el rango 50 – 100 km s⁻¹.

Referencias. B23: [Blomme et al. \(2023\)](#), C72: [Crampton \(1972\)](#), M11: [Markova et al. \(2011\)](#), S86: [Solivella & Niemela \(1986\)](#), W11: [Williams et al. \(2011\)](#), Z08: [Zwitter et al. \(2008\)](#).

He I $\lambda 5876$, N IV $\lambda 6380$ y He II $\lambda 6683$. Si bien las líneas de N III, N IV y Si IV están en emisión, éstas se originan en la fotosfera de las estrellas del tipo O2–O3.5. En las Figuras B3.1 y B3.2 se presentan algunos ajustes Gaussianos realizados a las líneas espectrales mencionadas. De esta forma, se calculó $V_{r,\text{GFit}} = 98.2 \pm 14.0$ km s⁻¹, el cual está en línea con la mayoría de los resultados encontrados en la literatura para HD 64568 (B3.1). No obstante, el valor de $V_{r,\text{GFit}}$ discrepa con el resultado obtenido por [Zwitter et al. \(2008\)](#), pero debemos considerar que este estudio midió la velocidad radial utilizando las líneas de Paschen en la región cercana al triplete de Calcio (8450 – 8750 Å), lo que probablemente introduce errores sistemáticos en las mediciones de velocidad radial debido a lo débil (y anchas) que son estas líneas en estrellas O-tempranas ([Gray & Corbally 2009](#)). Además, Gaia DR3 reporta un valor de $V_r = 117.1$ km s⁻¹ luego de aplicar las correcciones de [Blomme et al. \(2023\)](#) ($V_r = 114.8$ km s⁻¹ sin la corrección), pero el espectrómetro de Gaia también utiliza la región del triplete de Calcio para medir velocidades radiales (ver Figura 1 de [Blomme et al. 2023](#)). Por ende, considerando que la velocidad radial real de HD 64568 está en el rango $\sim 80 - 100$ km s⁻¹, el método descrito en la Sección 2.3.5 parece ser robusto en cuanto a la determinación de velocidades radiales, siempre que se pueda ajustar un perfil Gaussiano al menos al núcleo de la línea espectral. Por otro lado, la evidencia apunta a que HD 64568 es un sistema estelar individual, por lo que recomendamos su uso como referencia de velocidad radial para estrellas de tipo O-temprano e incluso O-medio.

Por otra parte, HD 135378 (K3 III, [Houk & Cowley 1975](#)) es una estrella brillante ($V < 10$ mag) ubicada en el Complejo RCW 91, a $\sim 6'$ hacia el sureste de Lynga 3. La estrella corresponde a una fuente de primer plano ($d \sim 0.5$ kpc), y reporta una velocidad radial precisa en Gaia DR3 ($V_r = -15.8 \pm 0.3$), dado que es una estrella de tipo espectral tardío. La estrella HD 135378 fue observada en una campaña observacional con TSpec el día 19/07/2024 (Prog. ID 24A-527072), lo que nos permitió re-clasificar HD 135378 con el

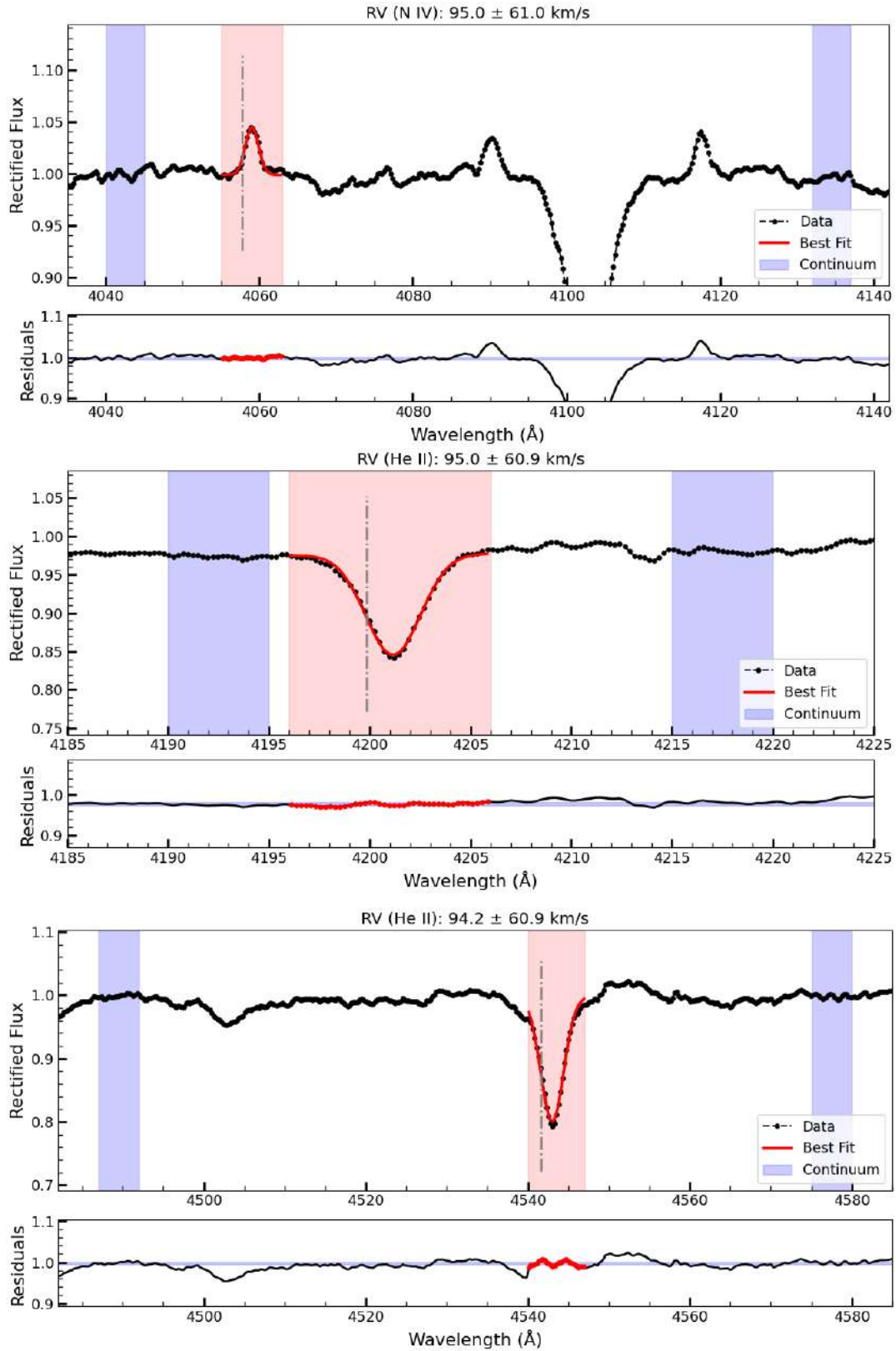


Figura B3.1: Ajustes Gaussianos línea por línea realizado a diversas líneas de la fotosfera de HD 64568. Las bandas rojas representan las regiones utilizadas para ajustar el perfil de Gauss, mientras que las bandas azules representan las regiones utilizadas para la estimación del continuo. En la parte inferior de cada ajuste, se muestran los valores residuales luego de sustraer el ajuste Gaussiano a la línea espectral.

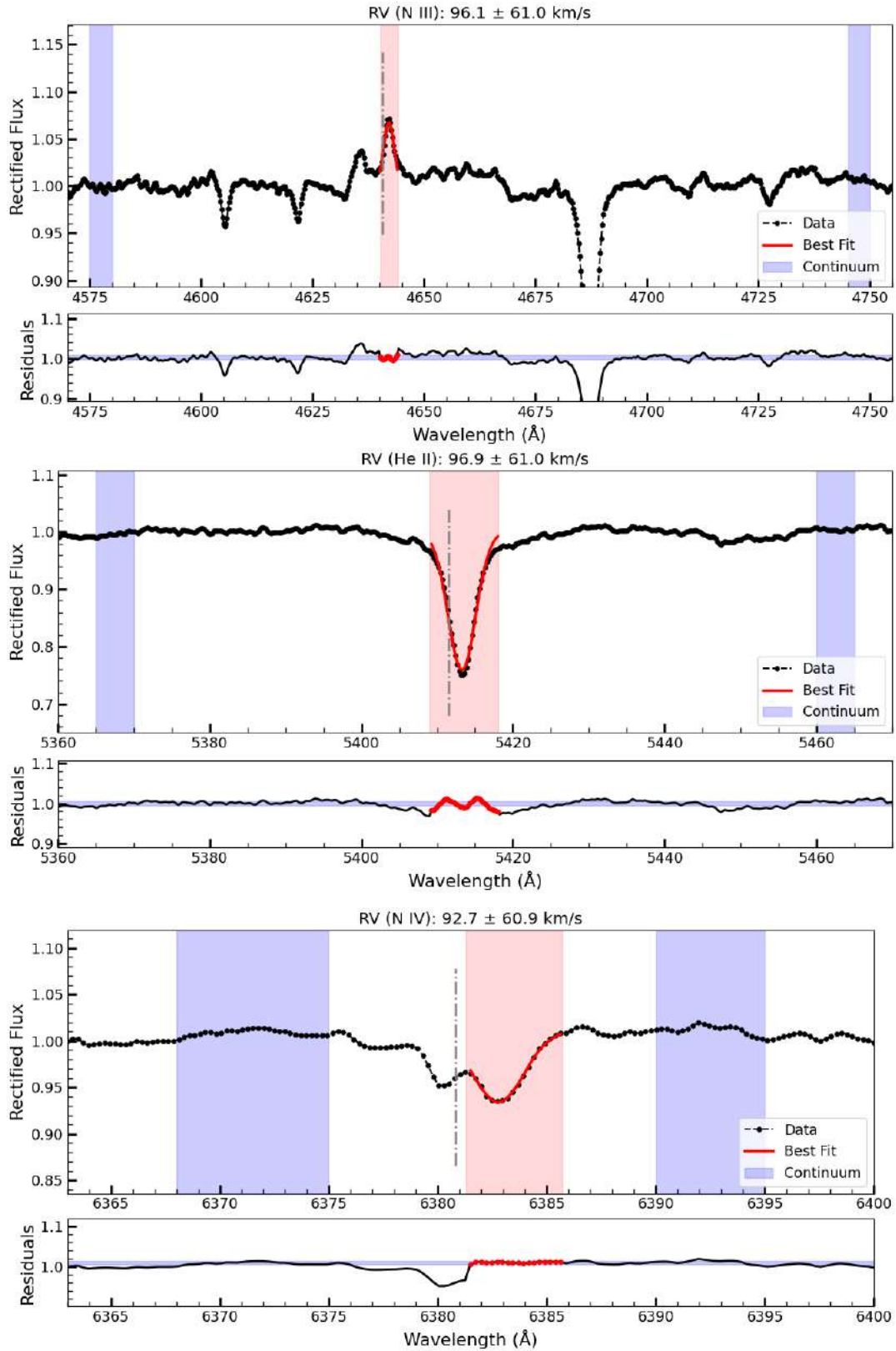


Figura B3.2: Ajustes Gaussianos línea por línea realizado a diversas líneas de la fotosfera de HD 64568. Las bandas rojas representan las regiones utilizadas para ajustar el perfil de Gauss, mientras que las bandas azules representan las regiones utilizadas para la estimación del continuo. En la parte inferior de cada ajuste, se muestran los valores residuales luego de sustraer el ajuste Gaussiano a la línea espectral. Para N III $\lambda 4640$ solo se ajustó el núcleo de la línea, dado que las alas se mezclan otras líneas de emisión (e.g. N III o C IV). Para N IV $\lambda 6380$ solo se ajustó el ala roja, dado que el ala azul se mezcla con una DIB.

tipo espectral G8 III. Nuevamente, a través de ajustes Gaussianos línea por línea (Sección 2.3.5), se midió la velocidad radial de 17 líneas presentes en el espectro: Mg I $\lambda 22814$, Ca I $\lambda 22657$, Al I $\lambda 21169$, Al I $\lambda 21098$, Mg I $\lambda 21066$, Mg I $\lambda 17113$, Al I $\lambda 16755$, Mg I $\lambda 15029$, Al I $\lambda 13154$, Al I $\lambda 13127$, Mn I $\lambda 12903$, Si I $\lambda 12274$, Mg I $\lambda 12086$, Si I $\lambda 12034$, Fe I $\lambda 11976$, Mg I $\lambda 11831$ y Si I $\lambda 10588$. En este caso, se debe tener cuidado con la selección del continuo, dado que las estrellas tardías están repletas de líneas de absorción que enmascaran el continuo estelar. En las Figuras B3.3 y B3.4 se presentan algunos ajustes Gaussianos realizados a las líneas espectrales mencionadas. De esta forma, se calculó $V_{r,\text{GFit}} = -22.7 \pm 17.4 \text{ km s}^{-1}$, el cual es consistente con la velocidad radial reportada en Gaia DR3. En consecuencia, es confiable el método para medir velocidades radiales con ajustes Gaussianos línea por línea (Sección 2.3.5), siempre que exista prolijidad en la selección de las líneas y en la elección de las regiones de ajuste/continuo.

B4. Velocidad peculiar

B4.1. Cálculo de cada componente

Velocidad peculiar tangencial

El movimiento propio observado en una estrella está directamente relacionada a la velocidad tangencial (total) con la transformación:

$$\mu = K \frac{V_t}{d} \quad (\text{B4.1})$$

En donde μ es el movimiento propio observado (mas yr^{-1}), V_t es la velocidad tangencial (km s^{-1}), d es la distancia heliocéntrica (kpc), y $K = 4.74$ es una constante de transformación de unidades.

Para calcular la velocidad peculiar tangencial ($V_{t,\text{pec}}$), se desarrolló un algoritmo en Python que utiliza la prescripción de Moffat et al. (1998). En primer lugar, se transforman los movimientos propios observados de coordenadas ecuatoriales (RA y Dec) a coordenadas galácticas (l y b), de forma que podemos expresarlos como:

$$\begin{aligned} \mu_l &= \mu_{l,\odot} + \mu_{l,\text{rot}} + \mu_{l,\text{pec}} \\ \mu_b &= \mu_{b,\odot} + \mu_{b,\text{rot}} + \mu_{b,\text{pec}} \end{aligned} \quad (\text{B4.2})$$

Luego, se calcula la componente solar a través de las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} \mu_{l,\odot} &= \frac{1}{Kd} (U_{\odot} \sin l - V_{\odot} \cos l) \\ \mu_{b,\odot} &= \frac{1}{Kd} (U_{\odot} \cos l \sin b + V_{\odot} \sin l \sin b - W_{\odot} \cos b) \end{aligned} \quad (\text{B4.3})$$

En donde $U_{\odot}$, $V_{\odot}$ y $W_{\odot}$, corresponden al movimiento del Sol con respecto al LSR. En nuestro caso, utilizaremos los valores $U_{\odot} = 10.8 \text{ km s}^{-1}$, $V_{\odot} = 13.6 \text{ km s}^{-1}$, y $W_{\odot} = 7.6 \text{ km s}^{-1}$ (Ajuste A5 en la Tabla 3 de Reid et al. 2019).

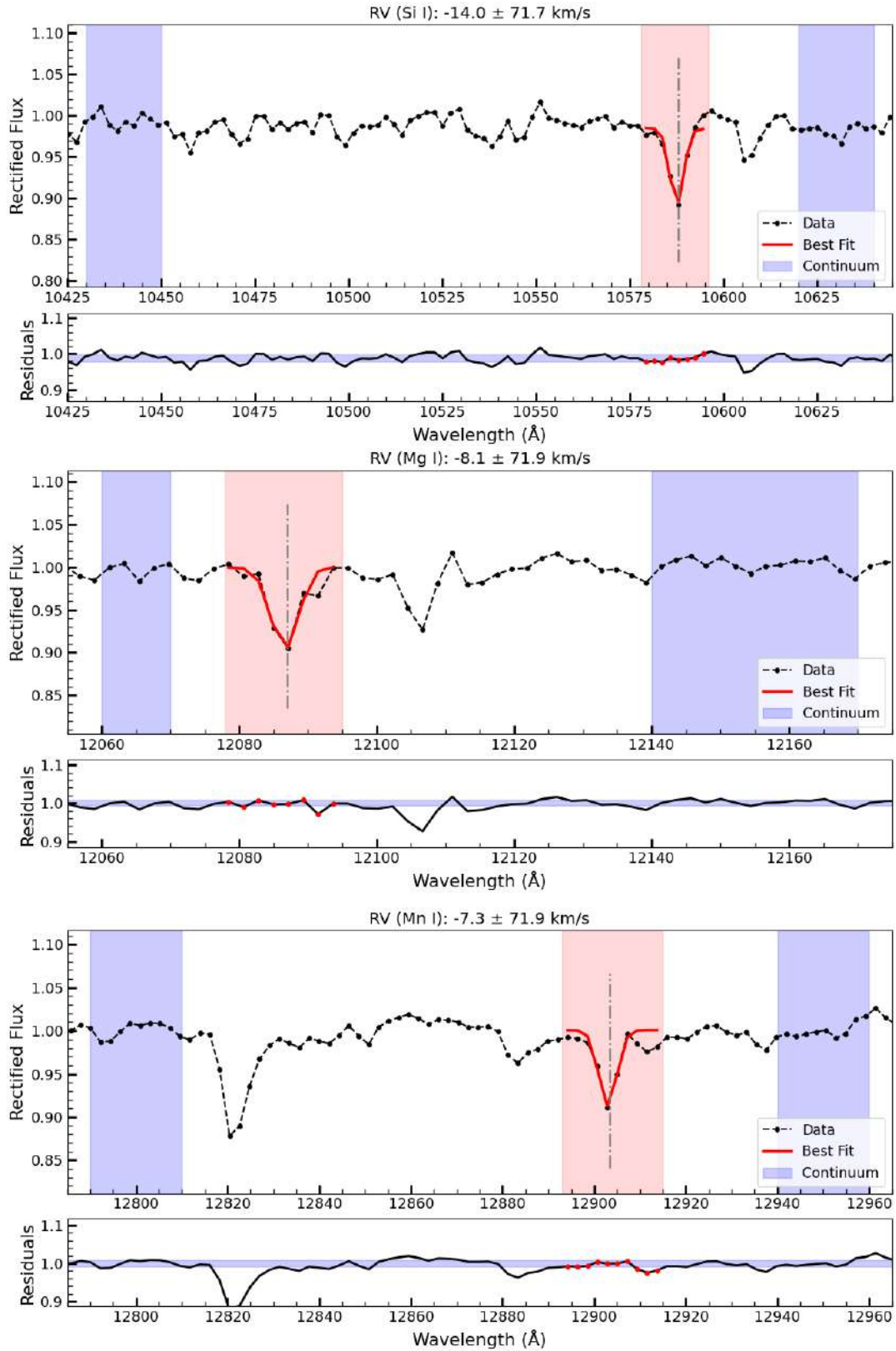


Figura B3.3: Ajustes Gaussianos línea por línea realizado a diversas líneas de la fotosfera de HD 135378. Las bandas rojas representan las regiones utilizadas para ajustar el perfil Gaussiano, mientras que las bandas azules representan las regiones utilizadas para la estimación del continuo. En la parte inferior de cada ajuste, se muestran los valores residuales luego de sustraer el ajuste Gaussiano a la línea espectral.

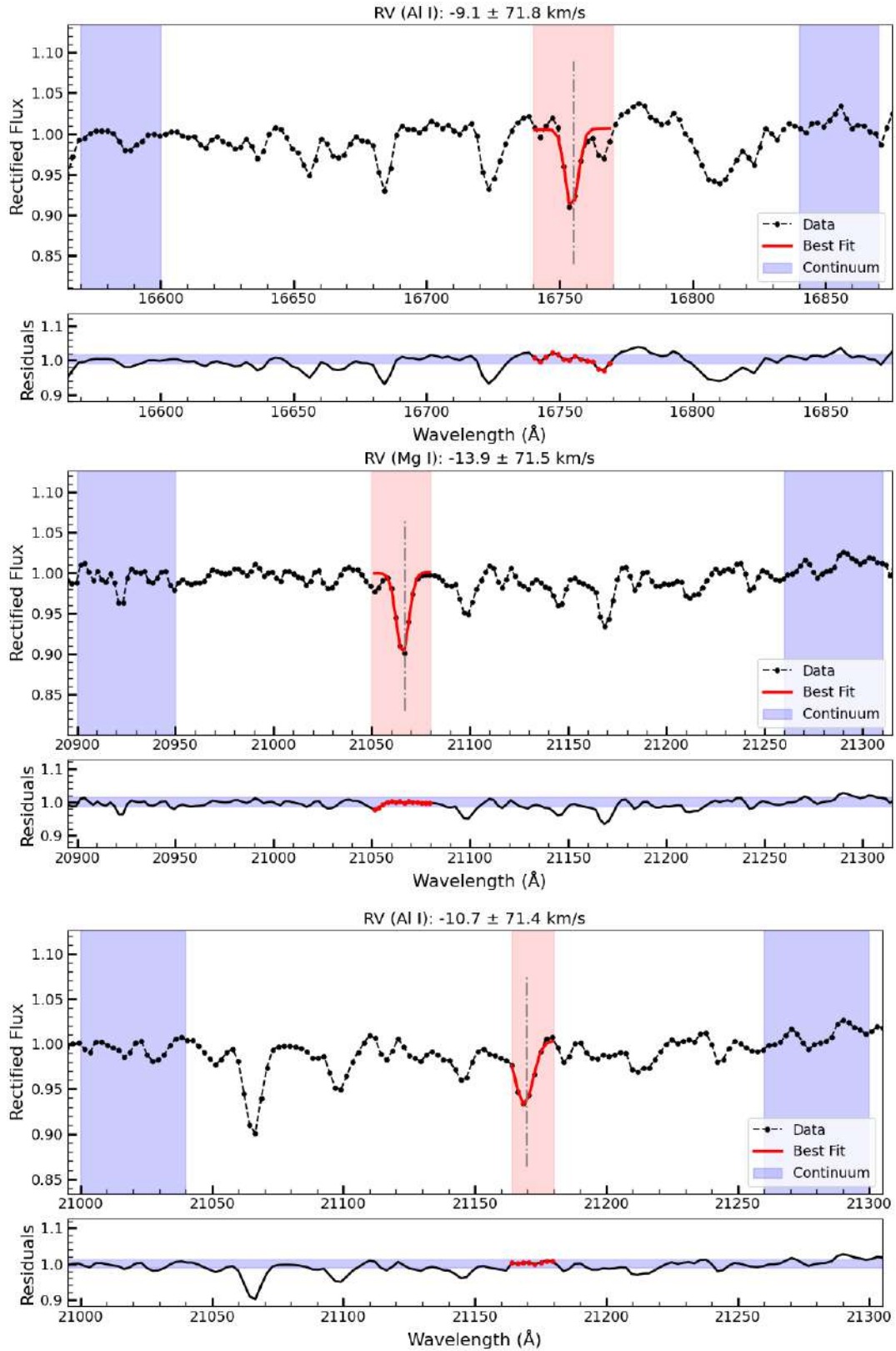


Figura B3.4: Ajustes Gaussianos línea por línea realizado a diversas líneas de la fotosfera de HD 135378. Las bandas rojas representan las regiones utilizadas para ajustar el perfil Gaussiano, mientras que las bandas azules representan las regiones utilizadas para la estimación del continuo. En la parte inferior de cada ajuste, se muestran los valores residuales luego de sustraer el ajuste Gaussiano a la línea espectral.

Después, se calcula la componente de rotación Galáctica con las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned}\mu_{l,\text{rot}} &= \frac{1}{K} \left(\frac{R_0}{d \cos b} (\Omega - \Omega_0) \cos l - \Omega \right) \\ \mu_{b,\text{rot}} &= \frac{1}{K} \left(-\frac{R_0}{d} (\Omega - \Omega_0) \sin b \sin l \right)\end{aligned}\tag{B4.4}$$

En donde R_0 es el radio Galactocéntrico del Sol, Ω_0 es la velocidad angular de la Galaxia en la posición del Sol, y Ω la velocidad angular de la estrella. Por un lado, $\Omega_0 = \Theta_0/R_0$, en donde Θ_0 es la velocidad circular de la Galaxia en la posición del Sol. Por otro lado, $\Omega = \Theta_0/R$, en donde R es el radio Galactocéntrico de la estrella observada, el cual se calcula como $R^2 = R_0^2 + d^2 \cos^2 b - 2dR_0 \cos b \cos l$. En nuestro caso, utilizamos los valores $R_0 = 8.15$ kpc y $\Theta_0 = 236$ km s⁻¹ (Ajuste A5 en la Tabla 3 de Reid et al. 2019).

Una vez se calcula la componente solar ($\mu_{l,\odot}$ y $\mu_{b,\odot}$) y la componente Galáctica ($\mu_{l,\text{rot}}$ y $\mu_{b,\text{rot}}$), se utilizan los movimientos propios de Gaia DR3 o VIRAC2 convertidos a coordenadas Galácticas (μ_l y μ_b) y la Ecuación B4.2 para calcular el movimiento propio peculiar de las estrellas. Luego, con la Ecuación B4.1 se calcula la velocidad peculiar en coordenadas Galácticas ($V_{t,l-\text{pec}}$ y $V_{t,b-\text{pec}}$). A su vez, se propaga la incertidumbre de los movimientos propios y la distancia, de forma que el error asociado a la velocidad peculiar tangencial se puede expresar como:

$$\begin{aligned}\sigma_{V_{t,l-\text{pec}}} &= \frac{d}{K} \sqrt{\sigma_{\mu_{l-\text{pec}}}^2 + \left(\mu_{l,\text{pec}} \frac{\sigma_d}{d}\right)^2} \\ \sigma_{V_{t,b-\text{pec}}} &= \frac{d}{K} \sqrt{\sigma_{\mu_{b-\text{pec}}}^2 + \left(\mu_{b,\text{pec}} \frac{\sigma_d}{d}\right)^2}\end{aligned}\tag{B4.5}$$

en donde se asume $\sigma_{\mu_{l-\text{pec}}}^2 \approx \sigma_{\mu_l}^2$ y $\sigma_{\mu_{b-\text{pec}}}^2 \approx \sigma_{\mu_b}^2$. Luego, la velocidad peculiar tangencial y su incertidumbre se calculan como sigue:

$$\begin{aligned}V_{t,\text{pec}} &= \sqrt{V_{t,l-\text{pec}}^2 + V_{t,b-\text{pec}}^2} \\ \sigma_{V_{t,\text{pec}}} &= \sqrt{\left(\frac{V_{t,l-\text{pec}}}{V_{t,\text{pec}}} \sigma_{V_{t,l-\text{pec}}}\right)^2 + \left(\frac{V_{t,b-\text{pec}}}{V_{t,\text{pec}}} \sigma_{V_{t,b-\text{pec}}}\right)^2}\end{aligned}\tag{B4.6}$$

Velocidad peculiar radial

Para calcular la velocidad peculiar radial ($V_{r,\text{pec}}$), también se empleó la prescripción de Moffat et al. (1998), por lo que primero se expresa la velocidad radial observada como:

$$V_r = V_{r,\odot} + V_{r,\text{rot}} + V_{r,\text{pec}}\tag{B4.7}$$

En donde la componente solar y de rotación se calculan como:

$$\begin{aligned}V_{r,\odot} &= -U_{\odot} \cos l \cos b - V_{\odot} \sin l \cos b - W_{\odot} \sin b \\ V_{r,\text{rot}} &= R_0 (\Omega - \Omega_0) \cos b \sin l\end{aligned}\tag{B4.8}$$

Luego, con la Ecuación B4.7 se calcula el valor de $V_{r,\text{pec}}$. El error observado en la velocidad radial domina por sobre las demás componentes, por lo que asumimos $\sigma_{V_{r,\text{pec}}} \approx \sigma_{V_r}$.

Velocidad espacial

La velocidad espacial (V_S) corresponde a la velocidad peculiar de la estrella y se calcula como:

$$V_S = \sqrt{V_{t,pec}^2 + V_{r,pec}^2} \quad (B4.9)$$

En la Tabla D.5, se presentan los valores calculados de velocidad peculiar tangencial, velocidad peculiar radial y velocidad espacial.

B4.2. Validación de la metodología

Para validar el cálculo de la velocidad peculiar tangencial $V_{t,pec}$, se aplicó la prescripción de Moffat et al. (1998) a estrellas del GOSC y se comparó los valores de $V_{t,pec}$ con los valores de V_{PEC}^{2D} obtenidos por Carretero-Castrillo et al. (2023).

El método de Carretero-Castrillo et al. (2023) emplea un sistema de referencia regional (*Regional Standard of Rest*, RSR) centrado en la estrella observada, en lugar del LSR que está centrado en nuestro Sol. Para calcular las velocidades peculiares a partir del sistema RSR, Carretero-Castrillo et al. (2023) utilizaron las posiciones, movimientos propios y paralajes del catálogo Gaia DR3. Dado que el sistema RSR requiere el uso de velocidades radiales, Carretero-Castrillo et al. (2023) calcularon una velocidad radial teórica que corresponde a la velocidad radial de la estrella si siguiera el movimiento de la curva de rotación Galáctica. Luego, calcula la velocidad peculiar en el plano del cielo paralela al plano Galáctico (V_{TAN}), la velocidad peculiar en el plano del cielo perpendicular al plano Galáctico (W_{RSR}), y la velocidad peculiar en la línea de visión (V_{LOS}). De esta forma, la velocidad peculiar tangencial se puede calcular como $V_{PEC}^{2D} = \sqrt{V_{TAN}^2 + W_{RSR}^2}$. Para detectar estrellas *runaways* en el plano del cielo, Carretero-Castrillo et al. (2023) definieron el parámetro estadístico E , que se define en base al promedio y desviación estándar de un ajuste Gaussiano a la distribución de velocidades de las estrellas de campo en los catálogos GOSC y BeSS³ (μ_{VTAN}^{GF} , μ_{WRSR}^{GF} , σ_{VTAN}^{GF} , σ_{WRSR}^{GF}), los errores individuales de las estrellas (σ_{VTAN} , σ_{WRSR}), y normalizado a 3σ de significancia. Las estrellas con $E > 1$ son clasificadas como *runaways* mientras que las estrellas con $E < 1$ se clasifican como estrellas de campo.

Para mantener consistencia con los resultados de Carretero-Castrillo et al. (2023), utilizamos el catálogo GOSC, puesto que es un catálogo completo de estrellas O brillantes ($V < 8$ mag) y por ende con mediciones relativamente precisas de paralajes en Gaia DR3 (i.e. distancias). Asimismo, empleamos las posiciones, movimientos propios y paralajes de Gaia DR3, en donde los paralajes están corregidos por el punto cero siguiendo la prescripción de Maíz Apellániz (2022). La ventaja del método descrito en la Sección 2.3.6, es que para calcular la velocidad peculiar tangencial no se requiere conocer la velocidad radial de la estrella, a diferencia del método de Carretero-Castrillo et al. (2023) descrito anteriormente. Desafortunadamente, Carretero-Castrillo et al. (2023) proveen los valores de V_{PEC}^{2D} sólo para las estrellas con $E \geq 1$, así que vamos a comparar nuestros valores de $V_{t,pec}$ con estas estrellas. En la Figura B4.1 se presenta el diagrama de comparación entre ambas velocidades peculiares, mientras que en la Tabla B4.1 se presentan las estrellas utilizadas del catálogo GOSC.

En la Figura B4.1 podemos observar una excelente correspondencia entre los valores de

³<http://basebe.obspm.fr/basebe/>

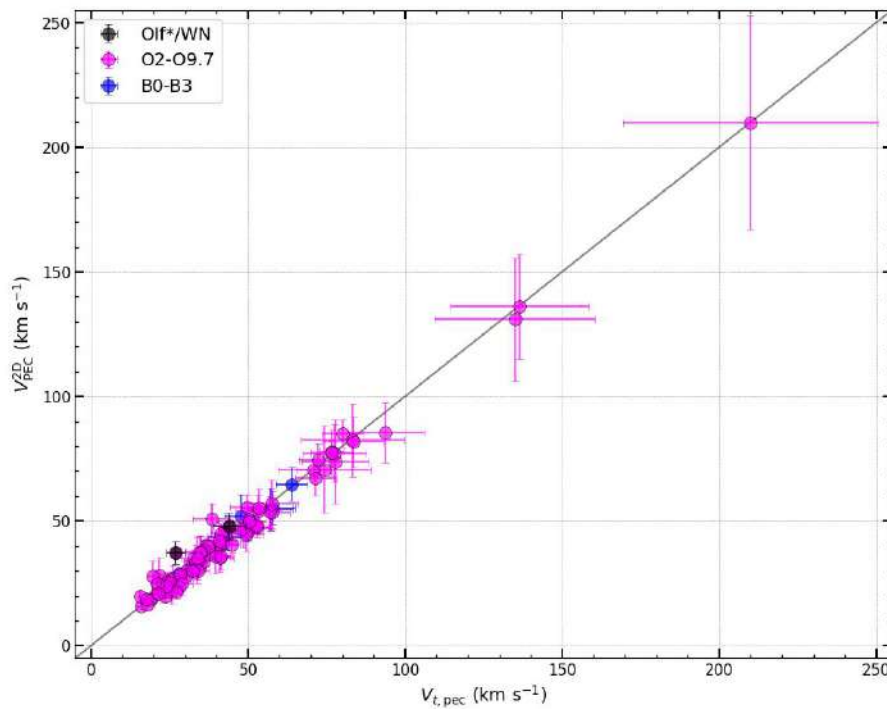


Figura B4.1: Diagrama de comparación entre las velocidades peculiares tangenciales calculadas $V_{t,pec}$ con la metodología de la Sección 2.3.6 y las velocidades en el plano del cielo V_{PEC}^{2D} calculadas por Carretero-Castrillo et al. (2023). La línea negra continua representa la función identidad.

$V_{t,pec}$ y V_{PEC}^{2D} , salvo para un número acotado (< 5) fuentes, destacando así la consistencia del método descrito en la Sección 2.3.6. Curiosamente, el límite de detección de estrellas *runaways* cae en el rango $V_{t,pec} = 15 - 20 \text{ km s}^{-1}$ si se utiliza el criterio de Carretero-Castrillo et al. (2023), que es significativamente menor que los límites típicamente usados en la literatura ($V_{t,pec} > 25 \text{ km s}^{-1}$). Además, estos nuevos valores se superponen con los límites definidos para estrellas *walkaways* (Renzo et al. 2019b), lo que dificulta aún más la diferenciación de estos objetos si sólo nos basamos en $V_{t,pec}$. En cualquier caso, definir un límite de $V_{t,pec} > 15 \text{ km s}^{-1}$ podría ser útil para identificar estrellas OB en un cúmulo joven que pueden ser tanto *runaways* lentas como *walkaways* rápidas.

Tabla B4.1: Velocidades peculiares tangenciales para estrellas del catálogo GOSC. La primera columna es el identificador de la base de datos de SIMBAD, mientras que la segunda columna es el tipo espectral asignado en el GOSC. La tercera columna es la velocidad peculiar tangencial $V_{t,pec}$ calculada con la metodología de la Sección 2.3.6. La cuarta columna es la velocidad peculiar tangencial V_{PEC}^{2D} calculada por Carretero-Castrillo et al. (2023), mientras que la quinta columna es el parámetro estadístico E que permite identificar estrellas *runaway*.

ID	SpT	$V_{t,pec}$	V_{PEC}^{2D}	E
		km s^{-1}	km s^{-1}	
SS 215	O2 If*/WN5	44.1 ± 5.2	47.8 ± 5.2	1.9
WR 21a	O2 If*/WN5	27.0 ± 2.8	37.3 ± 4.6	1.6
HD 64568	O3 V((f*))z	41.2 ± 5.4	40.4 ± 4.7	2.1

Continúa en la página siguiente

ID	SpT	$V_{t,pec}$	V_{PEC}^{2D}	E
		km s ⁻¹	km s ⁻¹	
BD+43 3654	O4 If	36.9 ± 1.5	40.4 ± 2.4	2.2
HD 16691	O4 If	36.4 ± 3.3	36.2 ± 4.2	1.7
BD+50 886	O4 V((fc))	30.6 ± 3.1	30.5 ± 3.9	1.5
HD 96715	O4 V((f))z	41.2 ± 4.3	35.0 ± 5.2	1.6
LS III +41 20	O4.5 III(n)(fc)p	35.8 ± 1.1	33.6 ± 1.4	2.1
V* V2011 Cyg	O4.5 IV(n)(f)	37.4 ± 1.9	36.7 ± 1.7	2.3
HD 193682	O4.5 IV(f)	50.1 ± 3.2	45.6 ± 3.3	2.2
RL 128	O4.5 V((c))z	74.3 ± 14.7	70.7 ± 17.2	1.4
HD 155913	O4.5 Vn((f))	70.9 ± 5.1	70.5 ± 4.5	3.4
ALS 17591	O5: n(f)p	16.0 ± 1.6	16.0 ± 1.2	1.1
HD 14434	O5.5 IVnn(f)p	26.1 ± 2.8	27.2 ± 5.0	1.3
LS III +56 109	O5.5 V(n)((fc))	72.4 ± 6.0	74.4 ± 6.8	2.9
BD+60 134	O5.5 V(n)((f))	76.7 ± 3.9	77.8 ± 4.7	3.7
BD-14 5040	O5.5 V(n)((f))	50.3 ± 1.8	50.4 ± 2.2	2.9
HD 48099	O5.5 V((f))z	24.4 ± 3.3	23.5 ± 3.4	1.4
HD 153919	O6 Iafcp	57.7 ± 5.8	53.3 ± 7.0	2.0
HD 338931	O6 III(f)	32.8 ± 2.2	35.3 ± 3.3	2.0
TYC 7370-460-1	O6 V((f))	37.4 ± 1.9	39.8 ± 3.9	2.3
HD 172175	O6.5 I(n)fp	41.2 ± 2.9	41.8 ± 3.6	2.2
CD-26 5136	O6.5 Iabf	77.9 ± 10.7	73.7 ± 16.7	1.6
HD 157857	O6.5 II(f)	136.5 ± 21.9	136.1 ± 21.0	2.6
HD 130298	O6.5 III(n)(f)	31.6 ± 2.3	30.4 ± 3.2	1.8
BD-15 1909	O6.5 V((f))z	22.5 ± 3.1	24.7 ± 4.2	1.0
HD 12993	O6.5 V((f)) Nstr	30.0 ± 2.4	27.9 ± 3.6	1.5
HD 227018	O6.5 V((f))z	52.9 ± 3.5	47.4 ± 3.8	2.2
HD 228841	O6.5 Vn((f))	52.7 ± 2.1	48.2 ± 2.9	2.4
HD 326775	O6.5 V(n)((f))z	28.4 ± 1.1	28.5 ± 1.7	1.7
BD+60 2522	O6.5 (n)fp	25.1 ± 2.4	26.5 ± 2.3	1.6
BD-10 4682	O7 Vn((f))	34.0 ± 2.6	30.7 ± 5.6	1.3
HD 36879	O7 V(n)((f))	77.4 ± 10.1	77.2 ± 11.4	2.2
HD 44811	O7 V(n)z	33.3 ± 3.7	33.7 ± 6.9	1.3
HD 46573	O7 V((f))z	41.5 ± 3.0	40.4 ± 4.6	2.0
HD 5689	O7 Vn((f))	42.9 ± 3.6	44.9 ± 4.8	2.1
HD 313846	O7: Iafpe	21.7 ± 1.8	28.4 ± 6.7	1.1
HD 166734	O7.5 Iaf	19.2 ± 2.1	18.9 ± 1.4	1.2
* 9 Sge	O7.5 Iabf	48.7 ± 8.2	47.1 ± 8.1	1.8
HD 192639	O7.5 Iabf	35.9 ± 2.9	38.3 ± 3.3	2.2
CD-34 4496	O7.5 Ib(f)p	80.2 ± 6.7	85.1 ± 5.6	3.9
HD 120521	O7.5 Ib(f)	34.3 ± 4.5	34.6 ± 4.5	1.8
HD 171589	O7.5 II(f)	39.7 ± 4.7	35.8 ± 6.9	1.2
BD+60 261	O7.5 III(n)((f))	42.1 ± 3.7	41.3 ± 4.4	2.0

Continúa en la página siguiente

ID	SpT	$V_{t,pec}$	V_{PEC}^{2D}	E
		km s ⁻¹	km s ⁻¹	
HD 186980	O7.5 III((f))	34.3 ± 3.4	30.0 ± 3.7	1.4
HD 124979	O7.5 IV(n)((f))	134.9 ± 25.7	130.9 ± 24.6	1.9
HD 74920	O7.5 IVn((f))	49.6 ± 5.3	44.7 ± 6.5	1.7
HD 168461	O7.5 V((f)) Nstr	18.6 ± 1.1	18.0 ± 1.0	1.2
HD 41997	O7.5 Vn((f))	76.7 ± 6.8	77.3 ± 9.1	2.8
HD 338916	O7.5 Vz	21.3 ± 1.0	21.2 ± 1.0	1.4
HD 96917	O8 Ib(n)(f)	53.2 ± 7.3	54.1 ± 6.3	2.2
V* AB Cru	O8 III	93.6 ± 12.4	85.4 ± 12.1	2.1
HD 116282	O8 III(n)	19.8 ± 1.8	28.0 ± 6.2	1.2
HD 94024	O8 IV	50.4 ± 5.1	49.9 ± 4.3	2.5
HD 191978	O8 V	32.5 ± 2.9	30.0 ± 2.2	1.8
V* TU Mus	O8 V(n)	24.4 ± 2.6	25.6 ± 3.7	1.3
HD 303492	O8.5 Iaf	38.4 ± 6.0	50.9 ± 6.3	2.0
BD+39 1328	O8.5 Iab(n)(f)	35.0 ± 5.3	37.8 ± 6.2	1.7
HD 125241	O8.5 Ib(f)	23.1 ± 2.4	21.5 ± 4.1	1.1
HD 74194	O8.5 Ib-II(f)p	41.3 ± 3.9	36.0 ± 5.5	1.6
HD 75211	O8.5 II((f))	28.0 ± 1.7	23.6 ± 3.0	1.2
HD 116852	O8.5 II-III((f))	209.8 ± 40.5	209.7 ± 43.0	2.2
BD-08 4617	O8.5 III(n)	57.0 ± 3.0	53.7 ± 6.2	1.9
BD+36 4145	O8.5 V(n)	23.7 ± 1.0	20.0 ± 2.2	1.0
HD 91837	O8.5 Vn	28.9 ± 3.4	25.0 ± 4.8	1.2
HD 298429	O8.5 V	15.8 ± 0.6	20.0 ± 2.0	1.0
HD 148546	O9 Iab	34.7 ± 4.6	37.3 ± 6.6	1.6
HD 202124	O9 Iab	57.5 ± 8.6	56.9 ± 9.8	1.7
HD 228779	O9 Iab	44.9 ± 2.7	40.5 ± 3.3	1.9
HD 155756	O9 Ibp	53.4 ± 5.8	55.4 ± 7.6	2.2
HD 105627	O9 III	18.0 ± 2.2	16.4 ± 1.6	1.1
HD 76968	O9.2 Ib	49.8 ± 5.5	55.7 ± 5.1	2.2
HD 164438	O9.2 IV	25.7 ± 2.1	22.1 ± 5.0	1.1
HD 57682	O9.2 IV	83.3 ± 16.5	82.5 ± 14.8	2.0
HD 15137	O9.5 II-IIIn	34.0 ± 5.4	35.2 ± 8.5	1.3
HD 15642	O9.5 II-IIIn	25.3 ± 2.7	25.5 ± 4.2	1.2
HD 192001	O9.5 IV	24.3 ± 1.8	21.7 ± 1.7	1.4
V* Y Cyg	O9.5 IV	83.5 ± 9.7	81.7 ± 9.9	2.8
HD 195592	O9.7 Ia+	41.3 ± 3.1	45.1 ± 4.0	2.3
HD 226868	O9.7 Iabp var	27.1 ± 1.9	21.6 ± 3.0	1.1
HD 225146	O9.7 Iab	21.1 ± 2.1	24.8 ± 4.0	1.1
HD 75222	O9.7 Iab	71.6 ± 6.4	67.3 ± 6.8	3.0
HD 165319	O9.7 Ib	17.7 ± 1.7	18.6 ± 2.2	1.2
HD 18409	O9.7 Ib	47.9 ± 5.8	46.7 ± 5.0	2.3
HD 13745	O9.7 II(n)	40.8 ± 5.7	42.0 ± 8.1	1.6

Continúa en la página siguiente

ID	SpT	$V_{t,pec}$	V_{PEC}^{2D}	E
		km s ⁻¹	km s ⁻¹	
V* V1012 Sco	O9.7 III(n)	24.0 ± 2.1	23.8 ± 2.9	1.3
HD 189957	O9.7 III	21.6 ± 2.5	21.0 ± 1.9	1.3
HD 104565	OC9.7 Ia	206.4 ± 26.2	193.6 ± 25.2	3.5
LS IV -13 3	ON6 V((f))	16.4 ± 0.7	19.8 ± 4.6	1.0
V* V479 Sct	ON6 V((f))z	89.9 ± 4.2	90.9 ± 4.9	4.3
HD 191423	ON9 II-IIInn	30.9 ± 2.8	29.7 ± 2.1	1.8
HD 201345	ON9.2 IV	50.0 ± 7.6	49.4 ± 8.8	1.6
HD 89625	ON9.2 IVn	28.8 ± 2.4	22.6 ± 4.0	1.1
HD 12323	ON9.2 V	53.3 ± 7.7	53.4 ± 9.5	1.7
HD 117490	ON9.5 IIIInn	60.3 ± 5.0	63.0 ± 6.4	2.3
HD 105056	ON9.7 Ia+	48.2 ± 7.6	53.1 ± 9.7	1.8
HD 191781	ON9.7 Iab	23.4 ± 1.6	20.3 ± 1.5	1.3
HD 89137	ON9.7 II(n)	45.4 ± 7.3	39.4 ± 8.2	1.5
HD 94909	B0 Ia	43.1 ± 6.0	43.5 ± 4.9	2.0
CPD-50 9557	B0 Ib	63.9 ± 4.9	64.8 ± 6.8	2.4
V* GP Vel	B0.2 Ia	50.0 ± 3.9	46.1 ± 4.2	2.4
HD 171012	B0.2 Ia	47.9 ± 5.2	52.1 ± 8.5	1.9
BD-08 4623	B0.5: Ia:	28.1 ± 1.5	28.8 ± 1.9	1.8
HD 190066	B0.7 Iab	57.8 ± 7.2	55.3 ± 6.8	2.0
HD 161961	B0.7 II	33.3 ± 3.3	32.3 ± 3.1	1.9
HR 3944	B0.7 II	57.2 ± 7.0	54.7 ± 8.7	2.1

Fin de la Tabla B4.1

B5. Descontaminación de estrellas de campo

B5.1. Elección de las regiones de control

La región de control debe ser elegida apropiadamente para estudiar el comportamiento de la población estelar de campo. Para nuestro análisis, hemos seleccionado cinco regiones de control candidatas (ver Fig. B5.1) a partir de la inspección visual de imágenes infrarrojas del Complejo RCW 91, principalmente del satélite *Spitzer* (infrarrojo medio) y satélite *Herschel* (infrarrojo lejano). Las regiones de control fueron elegidas fuera de la nube infrarroja, de forma que cubran distintos grados de extinción, y finalmente elegir la región que mejor represente a la población estelar de campo en RCW 91. Las regiones de control 1 y 5 se encuentran a la misma latitud galáctica que RCW 91B, mientras que la región de control 2 tiene la misma latitud Galáctica que Lynga 3. Las regiones de control 3 y 4 están ubicadas $\sim 0.4^\circ$ más lejos y más cerca del plano Galáctico, respectivamente.

Para determinar que región de control es más adecuada para cada grupo, se ha aplicado el test estadístico de Kolmogorov-Smirnov (KS) al conjunto de datos fotométricos infrarrojos. El método consiste en comparar un conjunto de datos con una distribución de probabilidad, como lo puede ser una distribución uniforme, una distribución de Poisson o una distribución normal. En nuestro caso, aplicaremos un método alternativo, el cual consiste en estudiar la

función de distribución de probabilidad de un parámetro común en dos conjuntos de datos, para así determinar el grado de similitud entre ambas distribuciones. Esta similitud se puede cuantificar a partir del valor P , cuyo valor oscila entre 0 y 1, en donde $P = 1$ indica que las distribuciones son iguales, mientras que $P = 0$ significa una similitud nula. El test KS será aplicado a la distribución del número de estrellas N en función del color ($J - Ks$) de cada región de control, el cual debe estar normalizado por el número total de cuentas y el ancho del intervalo para convertir $N(J - Ks)$ a una función densidad de probabilidad. Se eligió el color ($J - Ks$) por sobre ($J - H$) o ($H - Ks$), debido a que en el filtro H se pierden algunas fuentes que si presentan magnitudes J y/o Ks (como la estrella S1).

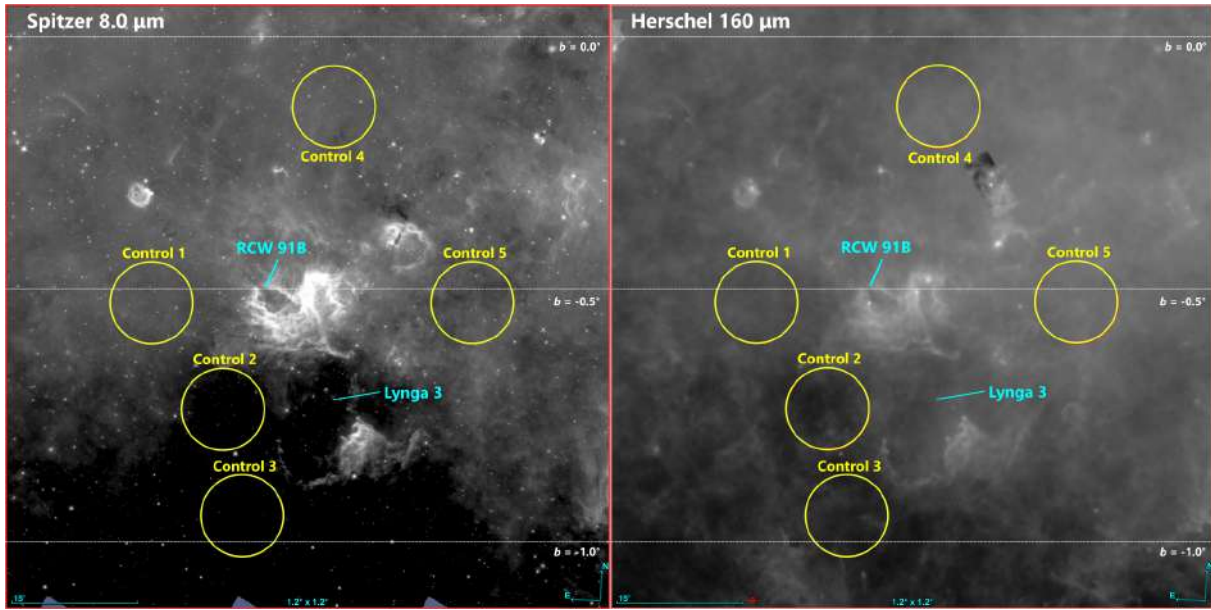


Figura B5.1: Imágenes de tamaño $1.2^\circ \times 1.2^\circ$ del Complejo RCW 91, en el filtro de $8.0 \mu\text{m}$ de Spitzer (*panel izquierdo*) y en $160 \mu\text{m}$ de Herschel (*panel derecho*). Las regiones de control están representadas por los círculos amarillos de radio $5'$. Además, se muestra la ubicación de RCW 91B y Lynga 3. Ambas imágenes están en coordenadas galácticas y las líneas blancas punteadas representan intervalos de $\Delta b = 0.5^\circ$.

Para realizar este análisis se utilizó el paquete `ndtest`⁴ de Python, el cual recibe como entrada cuatro vectores con los valores de $(J - Ks)$ y $N(J - Ks)$ para dos conjuntos de datos. Por la forma en que se construye la distribución $N(J - Ks)$, los valores de P obtenidos serán sensibles a tres factores: el área considerada, el ancho del intervalo y el rango de color considerado, siendo este último el factor más importante. Por ejemplo, las regiones de control 1, 2 y 3 poseen estrellas con $0 < (J - Ks) < 4$, mientras que las regiones de control 4 y 5 presentan una población más enrojecida con $0 < (J - Ks) < 6$. La cola de la distribución con $4 < (J - Ks) < 6$ influye significativamente en el cálculo de P , alcanzando valores de ~ 0.1 cuando las regiones 4 y 5 se comparan con las regiones 1, 2 y 3. En todas las regiones de control, la población estelar se encuentra concentrada entre $0.5 < (J - Ks) < 3.0$ aproximadamente, por lo que debemos considerar este rango (o uno similar) para realizar el test KS. Por ende, nos limitaremos a comparar las regiones candidatas en el rango $0.5 < (J - Ks) < 3.0$, utilizando un ancho de intervalo $\Delta(J - Ks) = 0.2 \text{ mag}$ y una región circular de radio $5'$, para seleccionar un considerable

⁴github.com/syrte/ndtest

número de fuente por intervalo y asegurar una buena estadística. En la Tabla B5.1 se presentan los resultados obtenidos al comparar las regiones de control entre sí, así como también con una distribución total que corresponde a la suma de todas las regiones.

	Control 1	Control 2	Control 3	Control 4	Control 5
Control 1	1.000	0.911	0.785	0.786	0.981
Control 2	0.911	1.000	0.999	0.347	0.346
Control 3	0.785	0.999	1.000	0.241	0.346
Control 4	0.786	0.347	0.241	1.000	0.981
Control 5	0.981	0.346	0.346	0.981	1.000
Total	0.981	0.911	0.630	0.786	0.911

Tabla B5.1: Resultado del test estadístico KS aplicado a todas las regiones de control con la distribución $N(J - K_s)$, indicando el valor de P en cada casilla. La última fila (Total) corresponde a la suma de todas las regiones de control. Se ha considerado un área circular de radio $r = 5'$, un ancho de intervalo $\Delta(J - K_s) = 0.25$ y un rango $0.0 < (J - K_s) < 3.5$.

Las regiones de control que mejor representan con la muestra total de regiones de campo son las número 1 y 5, pero la región 1 se correlaciona mejor de forma individual con las demás regiones de control. Si bien, la región 3 parece ser la menos representativa en términos estadísticos, hay que tener en cuenta que esta región es la más alejada del plano medio Galáctico (extinción muy baja), por ende su estadística se arruina al combinarla con las regiones 4 y 5 que poseen una población más enrojecida. Es más, las regiones 4 y 5 se correlacionan muy bien entre ellas, así como también con la región 1, debido a que se encuentran en regiones de extinción moderada-alta. De esta forma, la región de control 1 es la más representativa de las regiones de control candidatas y de la combinación de éstas.

Para el área de RCW 91B utilizaremos la región de control 1, pues es la más representativa en términos estadísticos de la población estelar de campo, y también posee una latitud galáctica similar ($b \sim -0.5^\circ$). En cambio, para el área de Lynga 3 utilizaremos la región de control 2, dado que Lynga 3 se ubica a una latitud galáctica más baja ($b \sim -0.7^\circ$) y en una región más limpia de emisión infrarroja extendida (ver Figura B5.1).

B5.2. Validación del algoritmo

Para validar el algoritmo de descontaminación descrito en la Sección 2.3.7, se replicarán los resultados obtenidos por Maia et al. (2010) para el cúmulo abierto NGC 1981.

En primer lugar, se obtuvo un catálogo con fotometría de 2MASS para un área circular de radio 2° centrada en las coordenadas NGC 1981. Dado que Maia et al. (2010) no entregan las coordenadas de la región de control utilizada, se seleccionó visualmente una región adyacente mediante las imágenes infrarrojas de Herschel, evitando la brillante nebulosa al sur de NGC 1981. La región de control elegida está ubicada a $\sim 1^\circ$ hacia el noroeste de NGC 1981, en las coordenadas (RA, Dec) = (05:32:18.11, -03:43:37.12). Luego, seleccionamos las fuentes más brillantes que el límite de magnitud de 2MASS ($J_{\text{lim}} = 15.8$, $H_{\text{lim}} = 15.1$ y $K_{S,\text{lim}} = 14.3$). En este caso, aplicamos el algoritmo de descontaminación en su versión 3D, utilizando la magnitud J , color $(J - H)$ y color $(J - K_s)$ como parámetros. Asimismo,

definimos una grilla de tamaño $\Delta(J - K_S) = 0.3$, $\Delta(J - H) = 0.3$ y $\Delta J = 0.6$ mag, y elegimos no reasignar el valor de P utilizando movimientos propios, pues carecemos de estas medidas. Por otro lado, utilizamos isócronas PARSEC de diferentes edades, desplazadas a una distancia de 0.38 kpc (Maia et al. 2010), y enrojecidas con $A_V = 0.2$ mag y una ley de extinción canónica (Rieke & Lebofsky 1985).

En la Figura B5.2 se presentan los resultados de la descontaminación obtenidos por Maia et al. (2010) y aquellos obtenidos con el método de la Sección 2.3.7. En ambos casos, en la región más interna del cúmulo ($r < 16'$), se recupera con alta probabilidad P las fuentes brillantes de la secuencia principal en $(J - H) \sim -0.1$ y $J < 9$ mag. Además, en ambos casos se recuperan las fuentes muy enrojecidas con $(J - H) > 0.9$ y $(J - K_S) > 1.2$ con alta probabilidad P . Si bien, no se recuperaron exactamente las mismas fuentes (posiblemente debido a la elección de la región de control), la forma de la distribución y el gradiente observado en el valor de P se asemejan bastante en ambos casos. Por ende, el rendimiento del algoritmo de descontaminación descrito en la Sección 2.3.7 es virtualmente el mismo que el procedimiento de Maia et al. (2010). Es interesante notar como la zona de pre-secuencia principal en las isócronas de PARSEC, concuerda muy bien con las isócronas de Siess utilizadas por Maia et al. (2010).

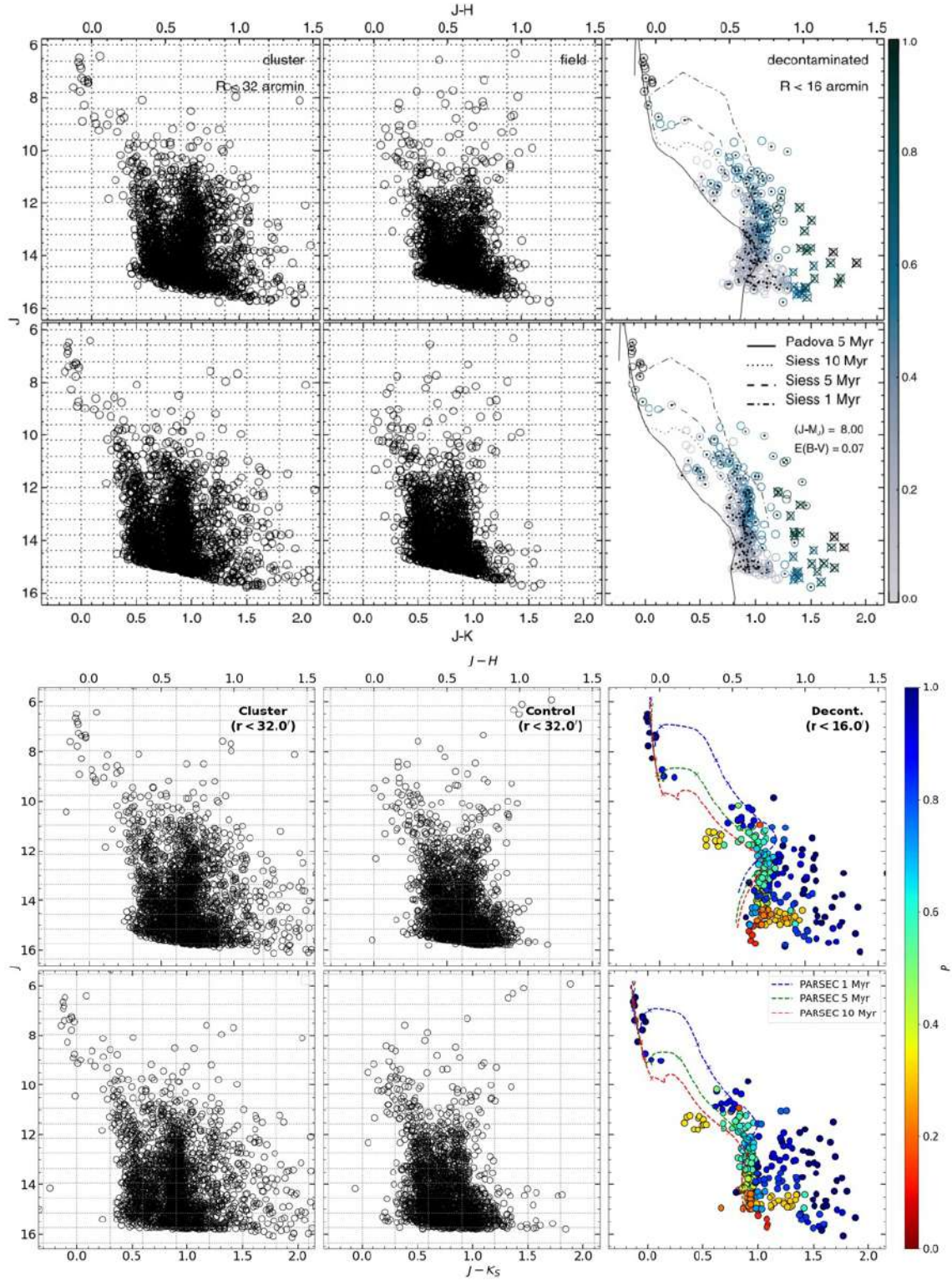


Figura B5.2: *Panel superior:* CMD de la región de cúmulo (izquierda), control (centro) y cúmulo descontaminado (derecha) para NGC 1981 (Figura 8 de [Maia et al. 2010](#)). *Panel inferior:* Mismo significado que el panel superior, pero utilizando el algoritmo de descontaminación detallado en la Sección 2.3.7 (sin utilizar movimientos propios).

Apéndice C

Figuras adicionales

En este apéndice se presenta:

1. Espectros ópticos de las estrellas con tipo espectral O2–B3, ubicadas fuera del área definida para RCW 91B y Lynga 3 (Figura [C.1](#)).
2. Espectros ópticos de las estrellas con tipo espectral fuera del rango O2–B3, detectadas a lo largo del Complejo RCW 91 (Figuras [C.2](#) y [C.3](#)).
3. Espectros en el infrarrojo cercano de las estrellas con tipo espectral O2–B3, ubicadas fuera del área definida para RCW 91B y Lynga 3 (Figura [C.4](#)).
4. Espectros en el infrarrojo cercano de las estrellas con tipo espectral fuera del rango O2–B3, detectadas a lo largo del Complejo RCW 91 (Figuras [C.5](#), [C.6](#), [C.7](#), [C.8](#), [C.9](#), [C.10](#), [C.11](#), [C.12](#), [C.13](#), [C.14](#), [C.15](#), [C.16](#), [C.17](#), [C.18](#) y [C.19](#)).
5. Espectro óptico de la fuente RFS3, ubicada en NGC 3603 (Figura [C.20](#)).
6. Imágenes en los filtros de $H\alpha$ (SuperCOSMOS) y de $12\ \mu\text{m}$ (WISE) centradas en la fuente RFS8 (Figura [C.21](#)).
7. Imágenes en los filtros de $24\ \mu\text{m}$ (Spitzer) y $H\alpha$ (SuperCOSMOS) de Lynga 3 (Figura [C.22](#)), obtenida del trabajo de [Gvaramadze et al. \(2015\)](#).
8. Imágenes en la banda H de VISTA y HAWK-I de Sapaki (Figura [C.23](#)).

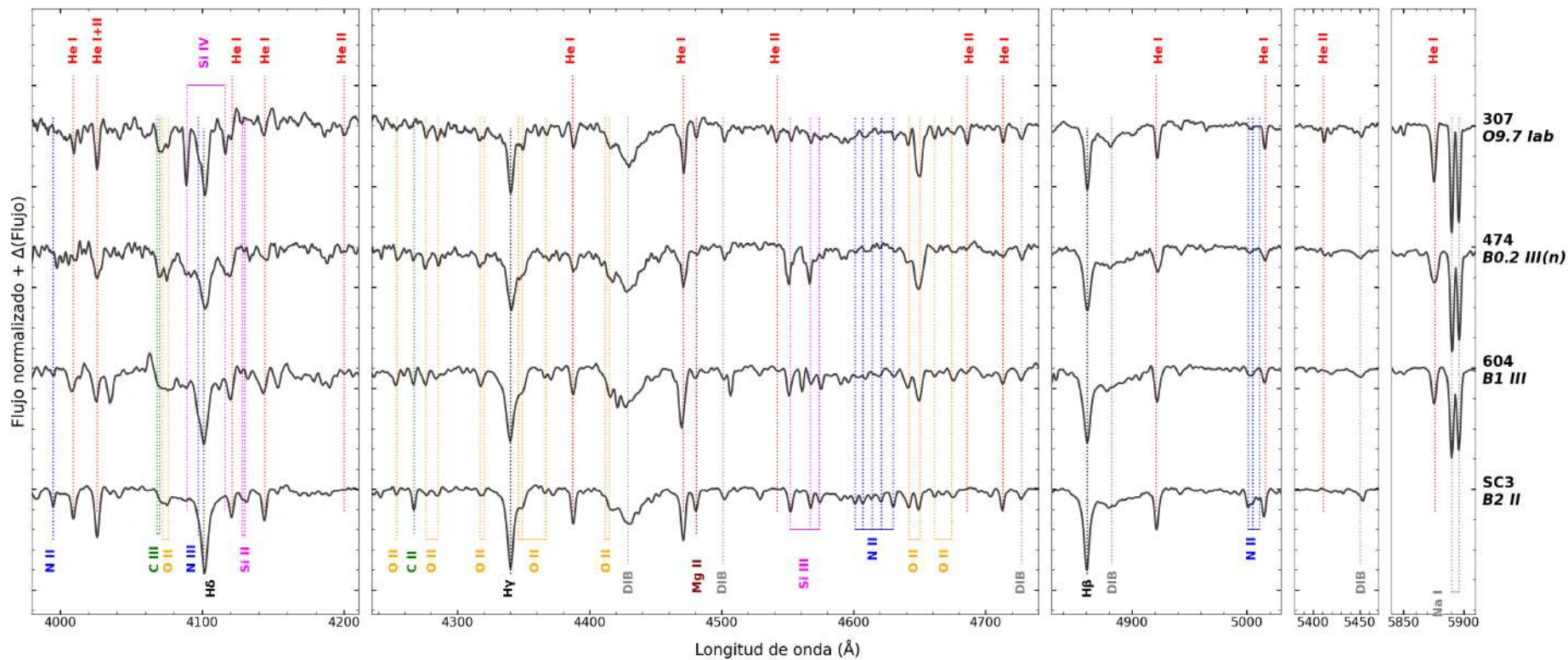
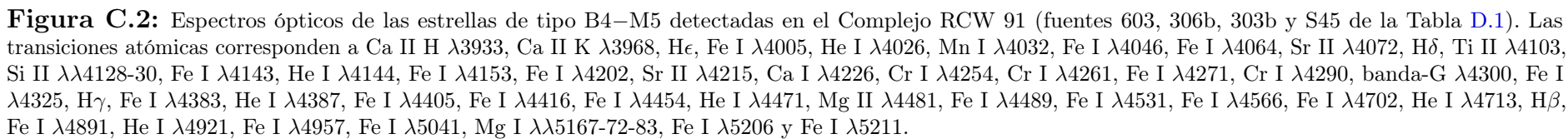


Figura C.1: Espectros ópticos de las estrellas de tipo O2–B3 que están fuera del área definida para RCW 91B y Lynga 3 (fuentes 307, 474, 604 y SC3 de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a N II λ 3995, He I λ 4009, He I+II λ 4026, C III $\lambda\lambda$ 4068-69-70, O II $\lambda\lambda$ 4070-72-76, Si IV $\lambda\lambda$ 4089-16, N III λ 4097, H δ , He I λ 4121, Si II $\lambda\lambda$ 4128-30, He I λ 4144, He II λ 4200, O II λ 4254, C II λ 4267, O II $\lambda\lambda$ 4276-85, O II $\lambda\lambda$ 4317-20, H γ , O II $\lambda\lambda$ 4346-49, O II λ 4367, He I λ 4387, O II $\lambda\lambda$ 4412-15, He I λ 4471, Mg II λ 4481, He II λ 4542, Si III $\lambda\lambda$ 4553-68-75, N II $\lambda\lambda$ 4601-07-14-21-30, O II $\lambda\lambda$ 4642-49-50, C IV λ 4658, O II $\lambda\lambda$ 4661-74, He II λ 4686, He I λ 4713, H β , N III λ 4905, He I λ 4921, N II $\lambda\lambda$ 5001-05-11, He I λ 5016, He II λ 5411 y He I λ 5876. Las DIBs marcadas corresponden a λ 4429, λ 4501, λ 4727, λ 4882 y λ 5450. Además, se marcan las líneas interestelares Na I D $\lambda\lambda$ 5890-96.



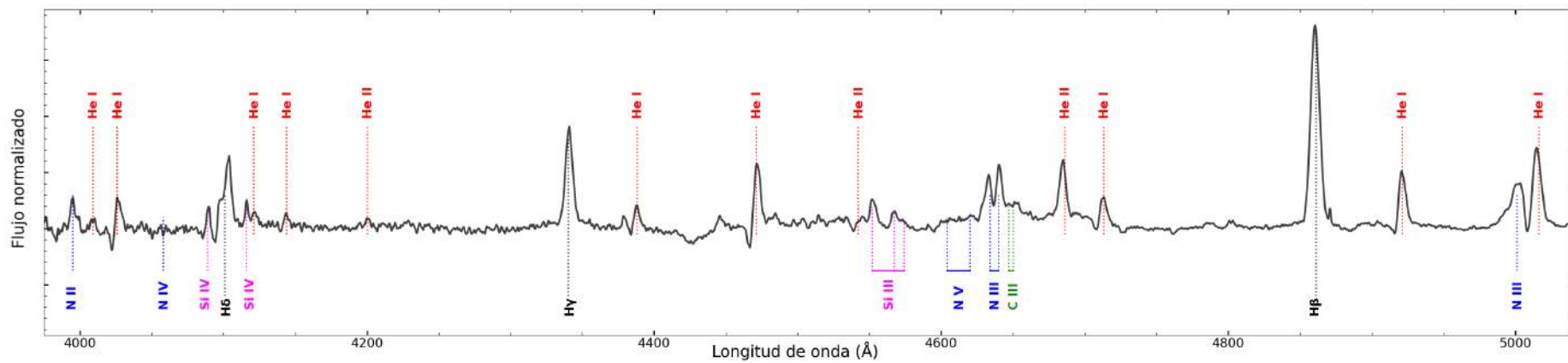


Figura C.3: Espectro óptico de la estrella de tipo WN detectada cerca de la región RCW 91A (fuente WR 67-3 de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a N II λ 3995, He I λ 4009, He I λ 4026, N IV λ 4058, Si IV λ 4089, H δ , Si IV λ 4116, He I λ 4121, He I λ 4144, He II λ 4200, H γ , He I λ 4387, He I λ 4471, He II λ 4542, Si III $\lambda\lambda$ 4553-68-75, N V $\lambda\lambda$ 4604-20, N III $\lambda\lambda$ 4634-40, C III $\lambda\lambda$ 4647-50-51, He II λ 4686, He I λ 4713, H β , He I λ 4921, N II λ 5001 y He I λ 5015.

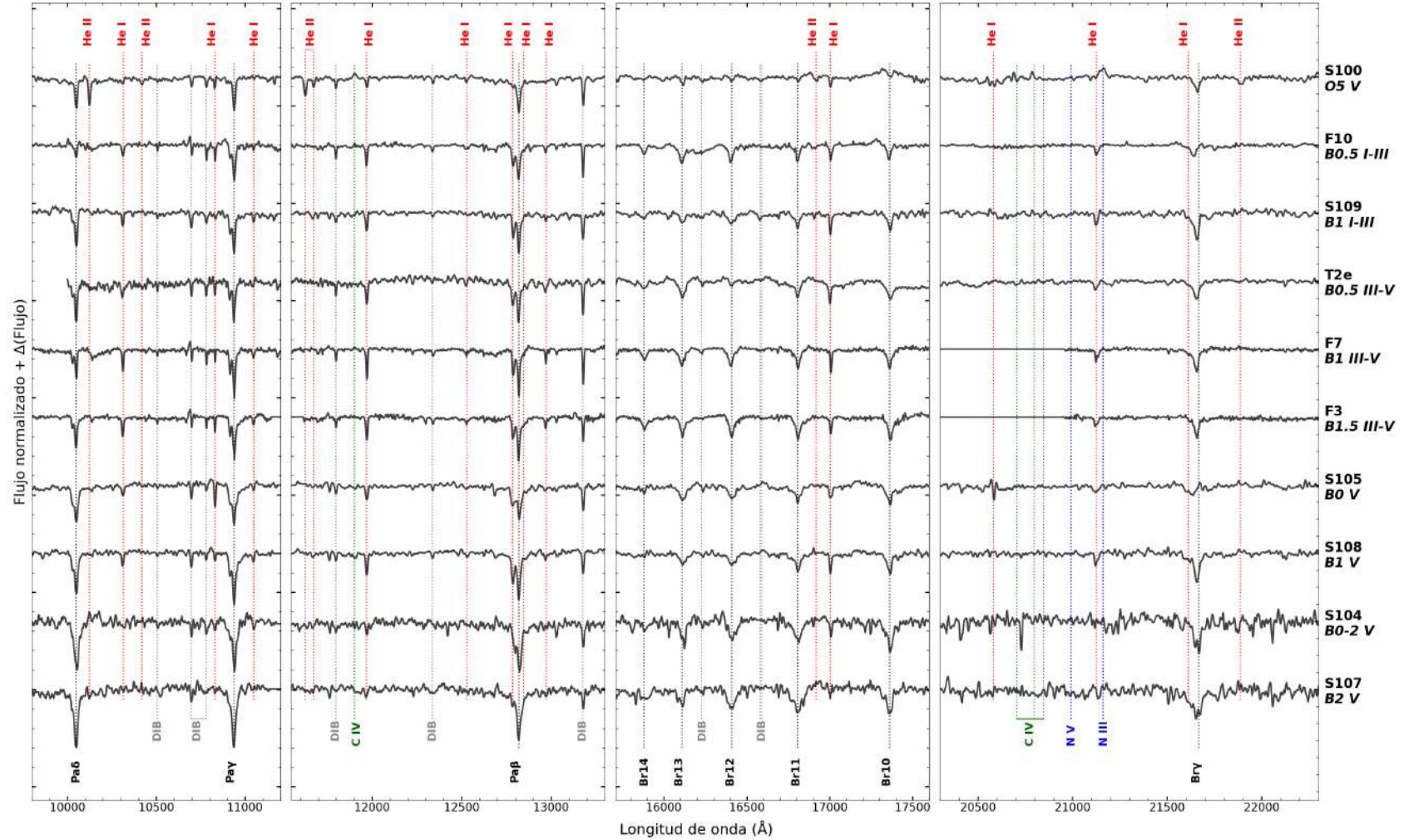


Figura C.4: Espectros en el infrarrojo cercano de las estrellas de tipo O2–B3 que están fuera del área definida para RCW 91B y Lynga 3 (fuentes S100, S105, F10, F3, F7, S108, S109, T2e, S104 y S107 de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a $\text{Pa}\delta$, He II $\lambda 10123$, He I $\lambda 10314$, He II $\lambda 10419$, He I $\lambda 10830$, $\text{Pa}\gamma$, He I $\lambda 11048$, He II $\lambda\lambda 11626\text{--}73$, C IV $\lambda 11910$, He I $\lambda 11969$, He I $\lambda 12527$, He I $\lambda 12784$, $\text{Pa}\beta$, He I $\lambda 12845$, He I $\lambda 12972$, Br14, Br13, Br12, Br11, He II $\lambda 16918$, He I $\lambda 17002$, Br10, He I $\lambda 20581$, C IV $\lambda\lambda 20705\text{--}796\text{--}846$, N V $\lambda 20991$, He I $\lambda 21125$, N III $\lambda 21160$, He I $\lambda 21610$, Br γ , y He II $\lambda 21885$. Las DIBs marcadas corresponden a $\lambda 10506$, $\lambda 10697$, $\lambda 10780$, $\lambda 11797$, $\lambda 12337$, $\lambda 13175$, $\lambda 16226$, $\lambda 16578$ y $\lambda 16588$.

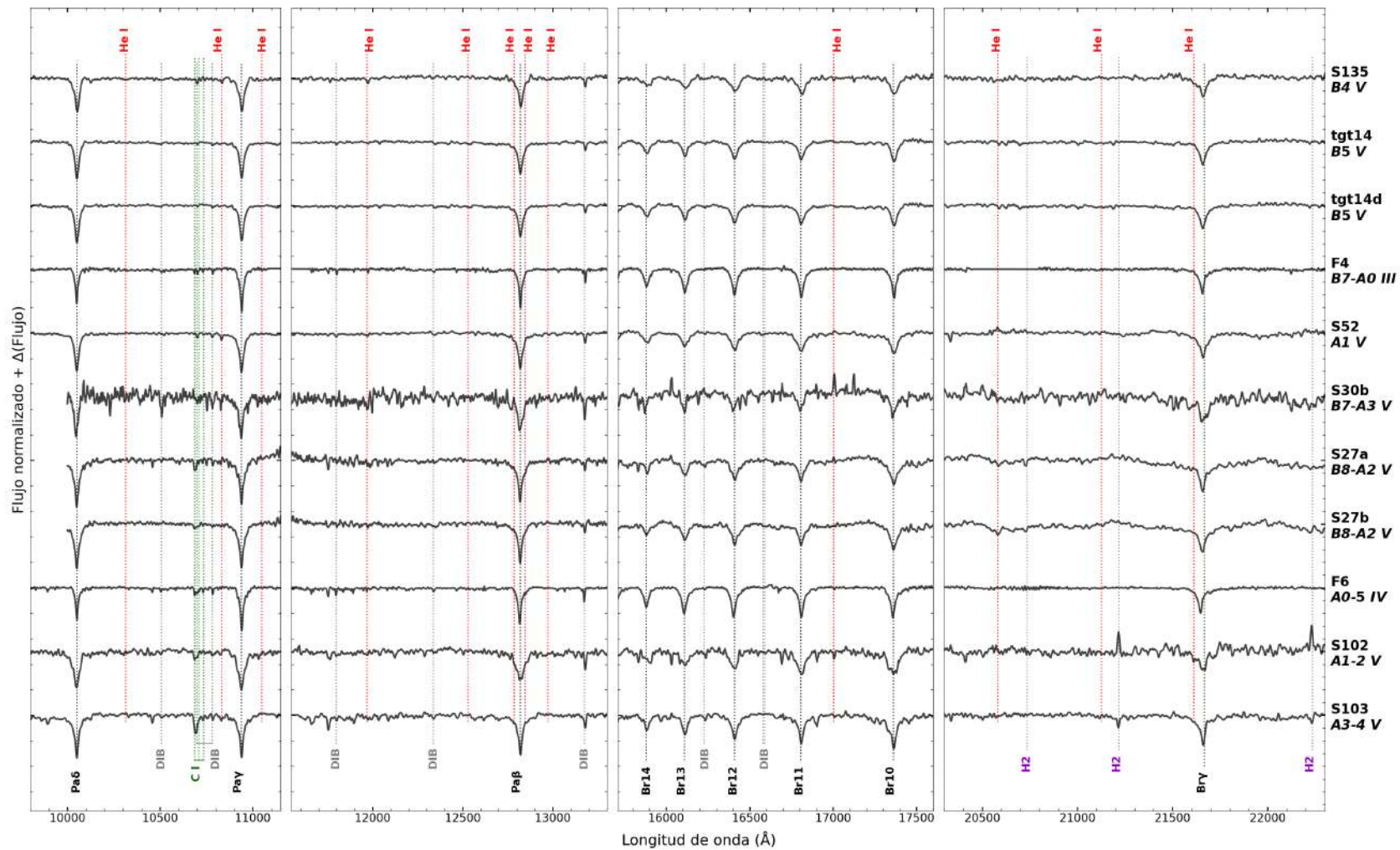
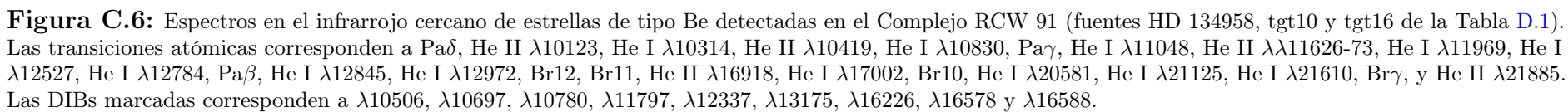


Figura C.5: Espectros en el infrarrojo cercano de estrellas de tipo B4-A4 detectadas en el Complejo RCW 91 (fuentes S135, tgt14, tgt14d, S52, F4, S30b, S27a, S27b, F6, S102 y S103 de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a Pa δ , He I λ 10314, C I $\lambda\lambda$ 10686-694-707-734, He I λ 10830, Pa γ , He I λ 11048, He I λ 11969, He I λ 12527, He I λ 12784, Pa β , He I λ 12845, He I λ 12972, Br12, Br11, He I λ 17002, Br10, He I λ 20581, H₂ λ 20735, He I λ 21125, H₂ λ 21218, He I λ 21610, Br γ , y H₂ λ 22233. Las DIBs marcadas corresponden a λ 10506, λ 10697, λ 10780, λ 11797, λ 12337, λ 13175, λ 16226, λ 16578 y λ 16588.



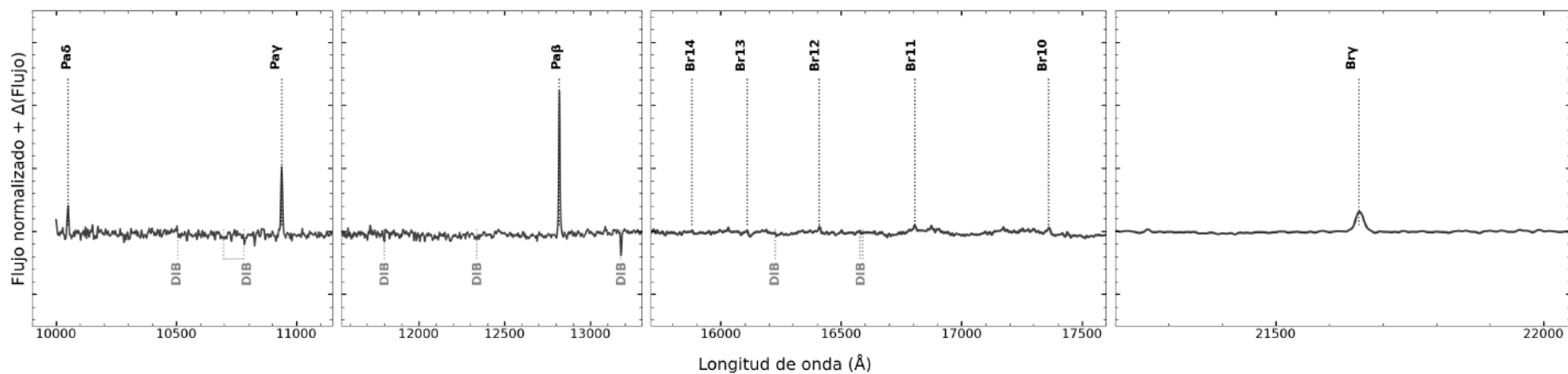


Figura C.7: Espectro en el infrarrojo cercano del YSO detectado en el Complejo RCW 91 (fuente T2g de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a $\text{Pa}\delta$, $\text{Pa}\gamma$, $\text{Pa}\beta$, $\text{Br}12$, $\text{Br}11$, $\text{Br}10$, $\text{He I } \lambda 20581$ y $\text{Br}\gamma$. Las DIBs marcadas corresponden a $\lambda 10506$, $\lambda 10697$, $\lambda 10780$, $\lambda 11797$, $\lambda 12337$, $\lambda 13175$, $\lambda 16226$, $\lambda 16578$ y $\lambda 16588$.

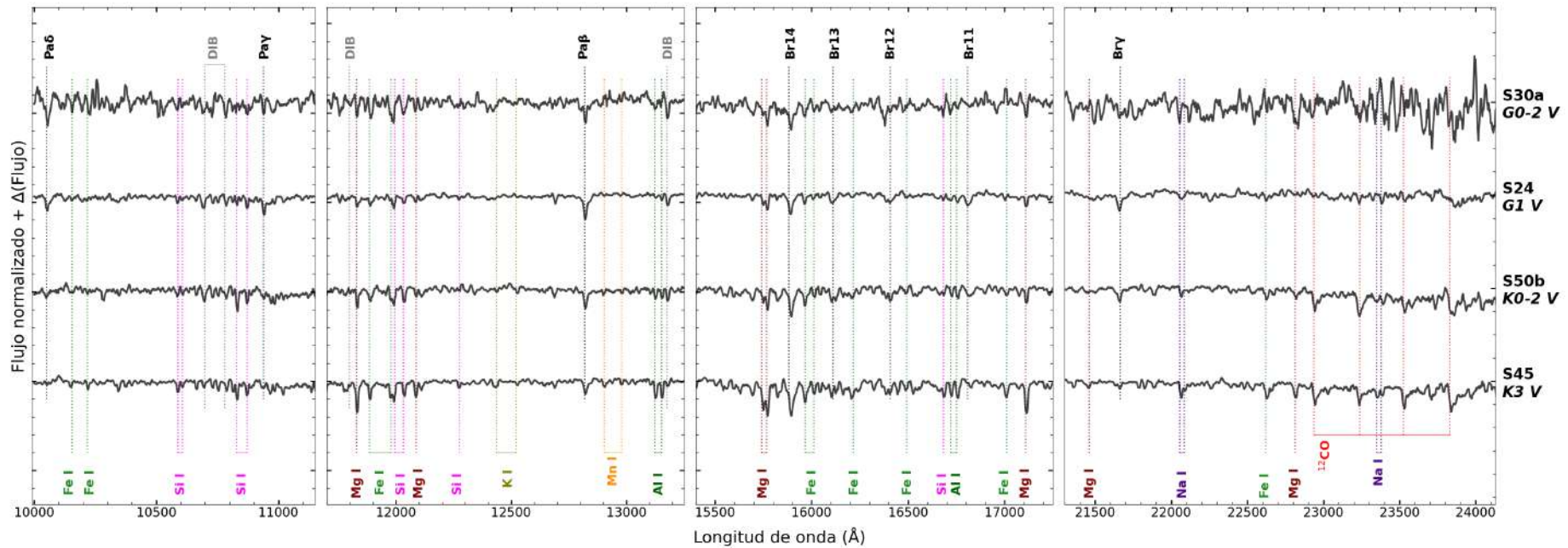


Figura C.8: Espectros en el infrarrojo cercano de estrellas de tipo FGKM y clase V detectadas en el Complejo RCW 91 (fuentes S30a, S24, S50b y S45 de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a $\text{Pa}\delta$, $\text{Fe I } \lambda 10153$, $\text{Fe I } \lambda 10217$, $\text{Si I } \lambda 10588$, $\text{Si I } \lambda 10606$, $\text{Si I } \lambda 10827$, $\text{Si I } \lambda 10870$, $\text{Pa}\gamma$, $\text{Mg I } \lambda 11828$, $\text{Fe I } \lambda 11884$, $\text{Fe I } \lambda 11978$, $\text{Si I } \lambda 11994$, $\text{Si I } \lambda 120032$, $\text{Mg I } \lambda 12087$, $\text{Si I } \lambda 12274$, $\text{K I } \lambda 12436$, $\text{K I } \lambda 12526$, $\text{Pa}\beta$, $\text{Mn I } \lambda 12903$, $\text{Mn I } \lambda 12979$, $\text{Al I } \lambda 13123$, $\text{Al I } \lambda 13151$, $\text{Mg I } \lambda 15741$, $\text{Mg I } \lambda 15766$, $\text{Br}14$, $\text{Fe I } \lambda 15965$, $\text{Fe I } \lambda 16010$, $\text{Br}13$, $\text{Fe I } \lambda 16215$, $\text{Br}12$, $\text{Fe I } \lambda 16490$, $\text{Si I } \lambda 16681$, $\text{Al I } \lambda 16719$, $\text{Al I } \lambda 16751$, $\text{Br}11$, $\text{Fe I } \lambda 17010$, $\text{Mg I } \lambda 17109$, $\text{Mg I } \lambda 21464$, $\text{Br}\gamma$, $\text{Na I } \lambda 22056$, $\text{Na I } \lambda 22084$, $\text{Fe I } \lambda 22620$, $\text{Mg I } \lambda 22814$, $\text{Na I } \lambda 23348$ y $\text{Na I } \lambda 23379$. Las transiciones moleculares corresponden a $^{12}\text{CO}(2-0) \lambda 22935$, $^{12}\text{CO}(3-1) \lambda 23237$, $^{12}\text{CO}(4-2) \lambda 23525$ y $^{12}\text{CO}(5-3) \lambda 23829$.

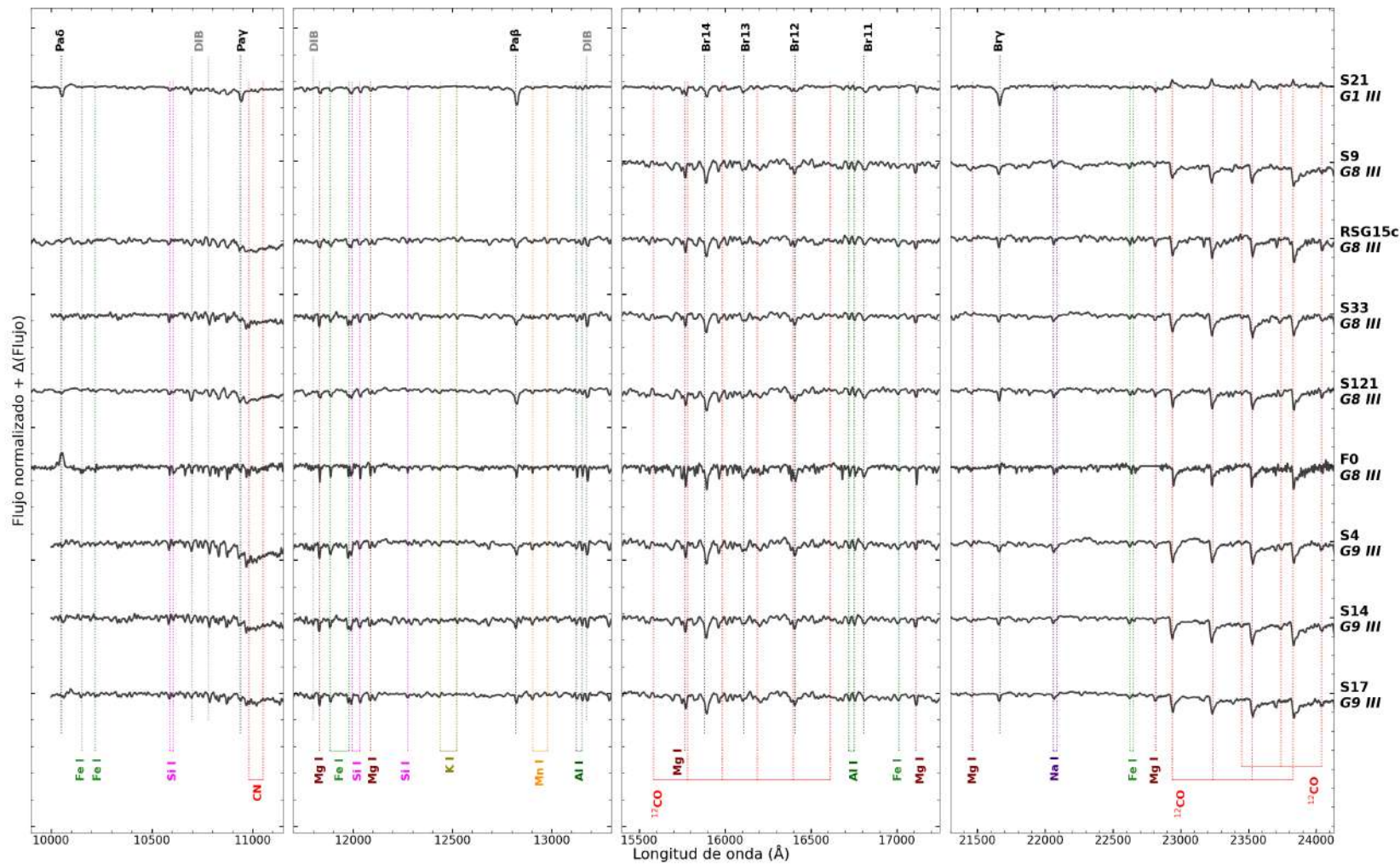


Figura C.9: Espectros en el infrarrojo cercano de estrellas de tipo FGKM y clase III detectadas en el Complejo RCW 91 (fuentes S21, S9, RSG15c, S33, S121, F0, S4, S14 y S17 de la Tabla D.1). La fuente S9 carece de datos en las bandas *Y* y *J*. Las transiciones atómicas corresponden a Pa δ , Fe I λ 10153, Fe I λ 10217, Si I λ 10588, Si I λ 10606, Pa γ , Mg I λ 11828, Fe I λ 11884, Fe I λ 11978, Si I λ 12032, Mg I λ 12087, K I λ 12436, K I λ 12526, Pa β , Mn I λ 12903, Mn I λ 12979, Al I λ 13123, Al I λ 13151, Mg I λ 15766, Br14, Br13, Br12, Al I λ 16719, Al I λ 16751, Br11, Fe I λ 17010, Mg I λ 17109, Mg I λ 21464, Br γ , Na I λ 22056, Na I λ 22084, Fe I λ 22625, Fe I λ 22651 y Mg I λ 22814. Las bandas moleculares corresponden a CN(0-0) λ 11000, ^{12}CO (3-0) λ 15582, ^{12}CO (4-1) λ 15780, ^{12}CO (5-2) λ 15982, ^{12}CO (6-3) λ 16187, ^{12}CO (7-4) λ 16397, ^{12}CO (8-5) λ 16610, ^{12}CO (2-0) λ 22935, ^{12}CO (3-1) λ 23237, ^{13}CO (2-0) λ 23488, ^{12}CO (4-2) λ 23525, ^{13}CO (3-1) λ 23739, ^{12}CO (5-3) λ 23829 y ^{13}CO (4-2) λ 24037.

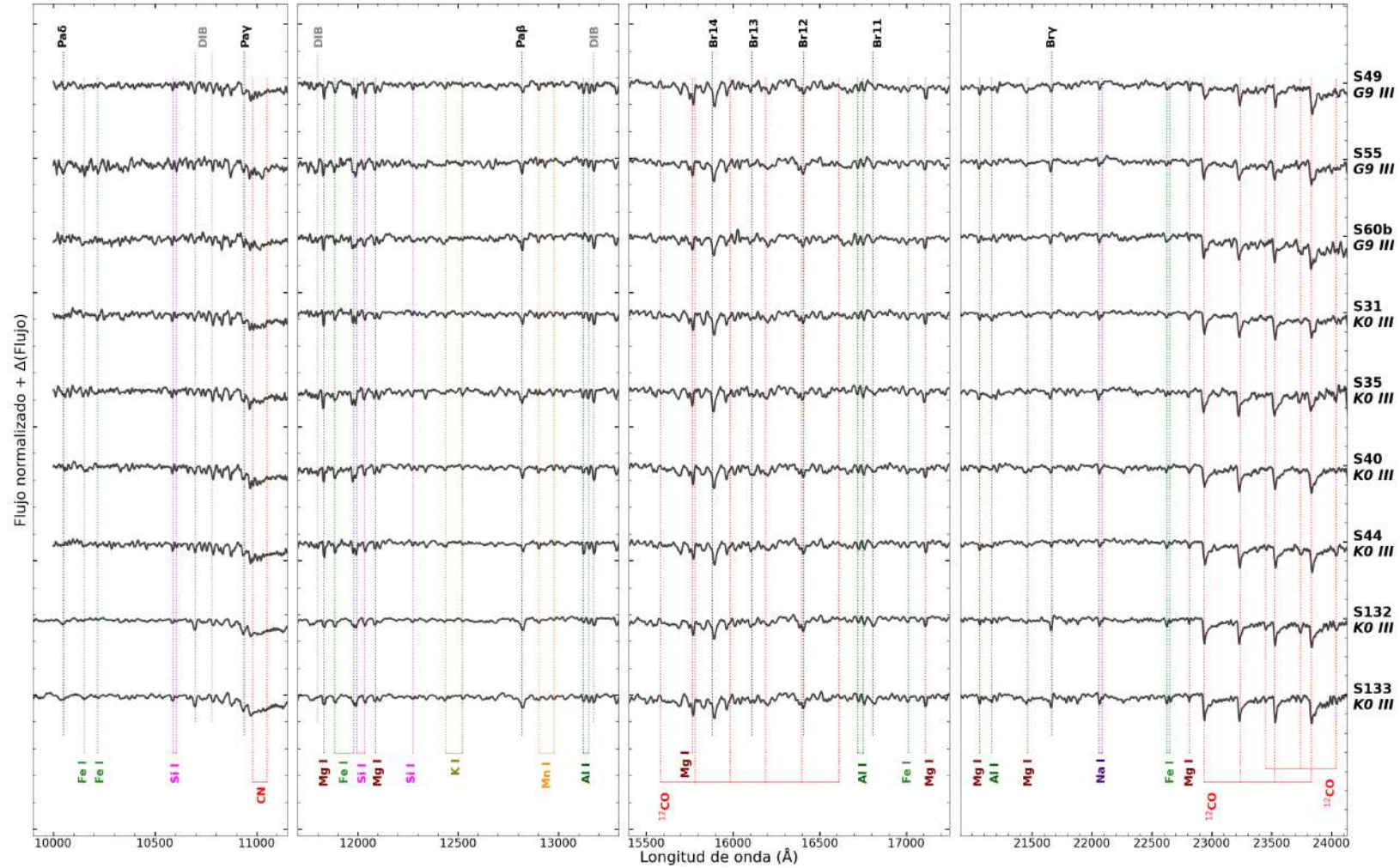


Figura C.10: Espectros en el infrarrojo cercano de estrellas de tipo FGKM y clase III detectadas en el Complejo RCW 91 (fuentes S49, S55, S60b, S31, S35, S40, S44, S132 y S133 de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a Pa δ , Fe I λ 10153, Fe I λ 10217, Si I λ 10588, Si I λ 10606, Pa γ , Mg I λ 11828, Fe I λ 11884, Fe I λ 11978, Si I λ 12032, Mg I λ 12087, K I λ 12436, K I λ 12526, Pa β , Mn I λ 12903, Mn I λ 12979, Al I λ 13123, Al I λ 13151, Mg I λ 15766, Br14, Br13, Br12, Al I λ 16719, Al I λ 16751, Br11, Fe I λ 17010, Mg I λ 17109, Mg I λ 21464, Br γ , Na I λ 22056, Na I λ 22084, Fe I λ 22625, Fe I λ 22651 y Mg I λ 22814. Las bandas moleculares corresponden a CN(0-0) λ 11000, ^{12}CO (3-0) λ 15582, ^{12}CO (4-1) λ 15780, ^{12}CO (5-2) λ 15982, ^{12}CO (6-3) λ 16187, ^{12}CO (7-4) λ 16397, ^{12}CO (8-5) λ 16610, ^{12}CO (2-0) λ 22935, ^{12}CO (3-1) λ 23237, ^{13}CO (2-0) λ 23488, ^{12}CO (4-2) λ 23525, ^{13}CO (3-1) λ 23739, ^{12}CO (5-3) λ 23829 y ^{13}CO (4-2) λ 24037.

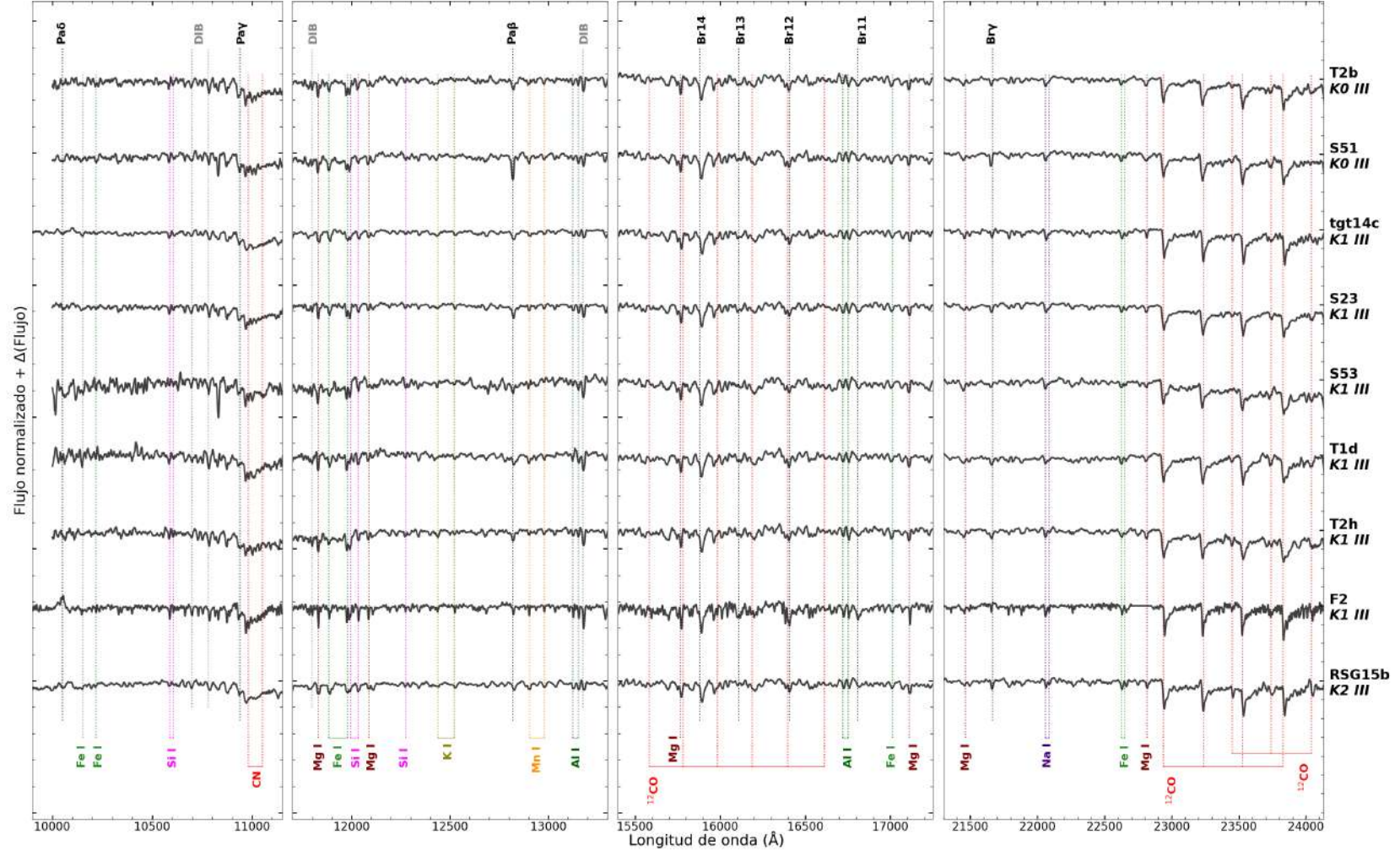


Figura C.11: Espectros en el infrarrojo cercano de estrellas de tipo FGKM y clase III detectadas en el Complejo RCW 91 (fuentes T2b, S51, tgt14c, S23, S53, T1d, T2h, F2 y RSG15b de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a Pa δ , Fe I λ 10153, Fe I λ 10217, Si I λ 10588, Si I λ 10606, Pa γ , Mg I λ 11828, Fe I λ 11884, Fe I λ 11978, Si I λ 12032, Mg I λ 12087, K I λ 12436, K I λ 12526, Pa β , Mn I λ 12903, Mn I λ 12979, Al I λ 13123, Al I λ 13151, Mg I λ 15766, Br14, Br13, Br12, Al I λ 16719, Al I λ 16751, Br11, Fe I λ 17010, Mg I λ 17109, Mg I λ 21464, Br γ , Na I λ 22056, Na I λ 22084, Fe I λ 22625, Fe I λ 22651 y Mg I λ 22814. Las bandas moleculares corresponden a CN(0-0) λ 11000, ^{12}CO (3-0) λ 15582, ^{12}CO (4-1) λ 15780, ^{12}CO (5-2) λ 15982, ^{12}CO (6-3) λ 16187, ^{12}CO (7-4) λ 16397, ^{12}CO (8-5) λ 16610, ^{12}CO (2-0) λ 22935, ^{12}CO (3-1) λ 23237, ^{13}CO (2-0) λ 23488, ^{12}CO (4-2) λ 23525, ^{13}CO (3-1) λ 23739, ^{12}CO (5-3) λ 23829 y ^{13}CO (4-2) λ 24037.

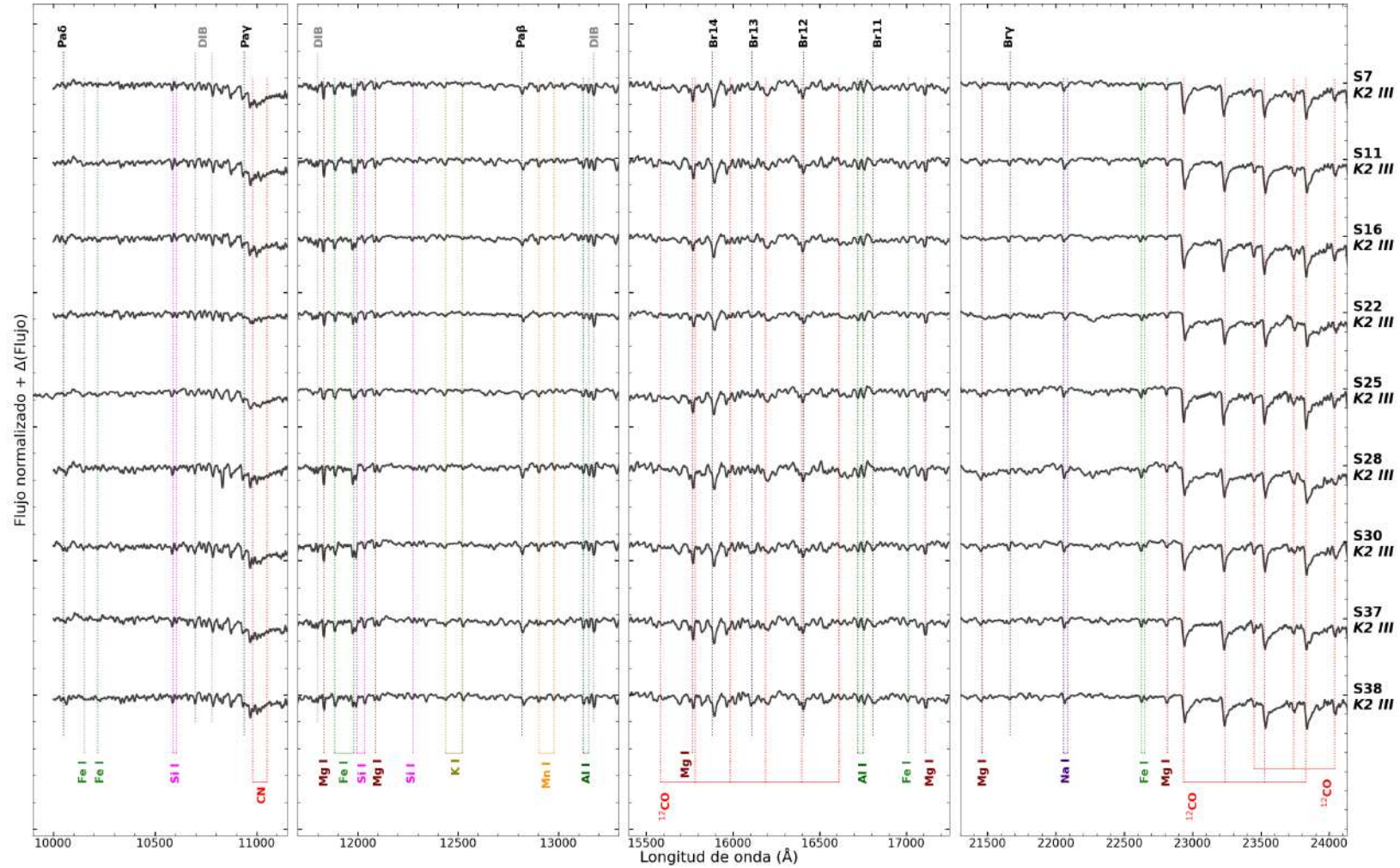


Figura C.12: Espectros en el infrarrojo cercano de estrellas de tipo FGKM y clase III detectadas en el Complejo RCW 91 (fuentes S7, S11, S16, S22, S25, S28, S30, S37 y S38 de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a Pa δ , Fe I λ 10153, Fe I λ 10217, Si I λ 10588, Si I λ 10606, Pa γ , Mg I λ 11828, Fe I λ 11884, Fe I λ 11978, Si I λ 12032, Mg I λ 12087, K I λ 12436, K I λ 12526, Pa β , Mn I λ 12903, Mn I λ 12979, Al I λ 13123, Al I λ 13151, Mg I λ 15766, Br14, Br13, Br12, Al I λ 16719, Al I λ 16751, Br11, Fe I λ 17010, Mg I λ 17109, Mg I λ 21464, Br γ , Na I λ 22056, Na I λ 22084, Fe I λ 22625, Fe I λ 22651 y Mg I λ 22814. Las bandas moleculares corresponden a CN(0-0) λ 11000, ^{12}CO (3-0) λ 15582, ^{12}CO (4-1) λ 15780, ^{12}CO (5-2) λ 15982, ^{12}CO (6-3) λ 16187, ^{12}CO (7-4) λ 16397, ^{12}CO (8-5) λ 16610, ^{12}CO (2-0) λ 22935, ^{12}CO (3-1) λ 23237, ^{13}CO (2-0) λ 23488, ^{12}CO (4-2) λ 23525, ^{13}CO (3-1) λ 23739, ^{12}CO (5-3) λ 23829 y ^{13}CO (4-2) λ 24037.

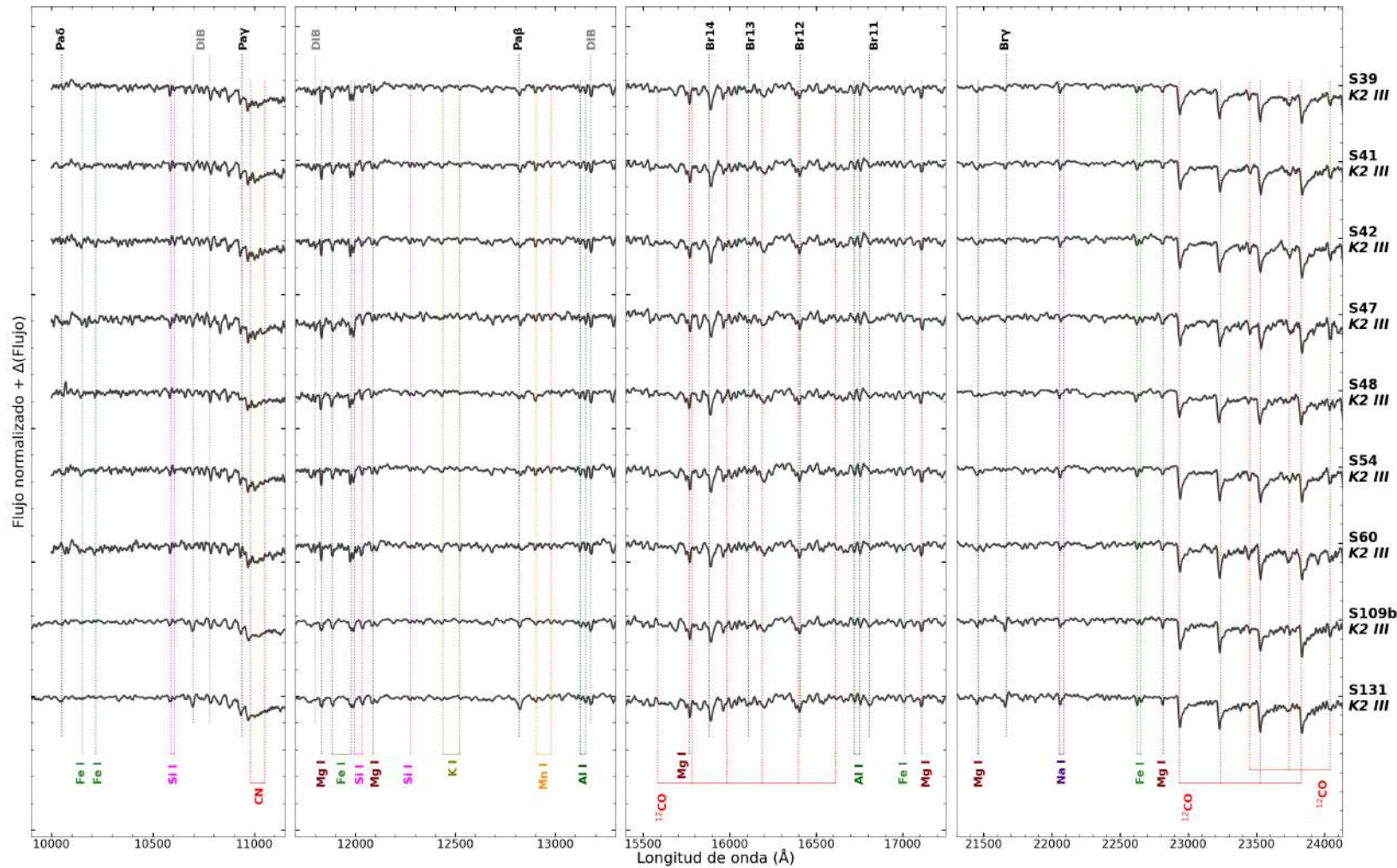


Figura C.13: Espectros en el infrarrojo cercano de estrellas de tipo FGKM y clase III detectadas en el Complejo RCW 91 (fuentes S39, S41, S42, S47, S48, S54, S60, S109b y S131 de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a Pa δ , Fe I λ 10153, Fe I λ 10217, Si I λ 10588, Si I λ 10606, Pa γ , Mg I λ 11828, Fe I λ 11884, Fe I λ 11978, Si I λ 12032, Mg I λ 12087, K I λ 12436, K I λ 12526, Pa β , Mn I λ 12903, Mn I λ 12979, Al I λ 13123, Al I λ 13151, Mg I λ 15766, Br14, Br13, Br12, Al I λ 16719, Al I λ 16751, Br11, Fe I λ 17010, Mg I λ 17109, Mg I λ 21464, Br γ , Na I λ 22056, Na I λ 22084, Fe I λ 22625, Fe I λ 22651 y Mg I λ 22814. Las bandas moleculares corresponden a CN(0-0) λ 11000, ^{12}CO (3-0) λ 15582, ^{12}CO (4-1) λ 15780, ^{12}CO (5-2) λ 15982, ^{12}CO (6-3) λ 16187, ^{12}CO (7-4) λ 16397, ^{12}CO (8-5) λ 16610, ^{12}CO (2-0) λ 22935, ^{12}CO (3-1) λ 23237, ^{13}CO (2-0) λ 23488, ^{12}CO (4-2) λ 23525, ^{13}CO (3-1) λ 23739, ^{12}CO (5-3) λ 23829 y ^{13}CO (4-2) λ 24037.

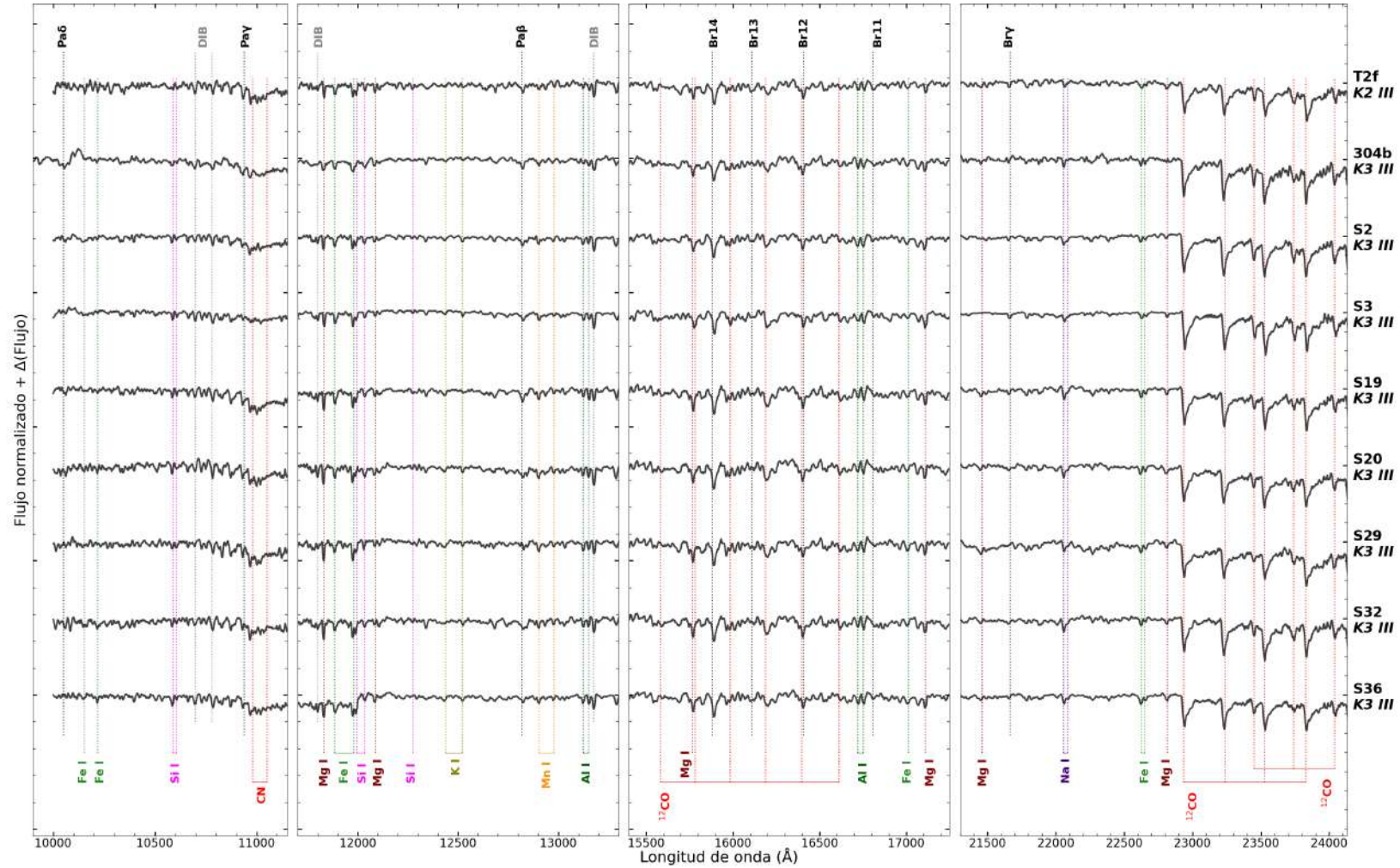


Figura C.14: Espectros en el infrarrojo cercano de estrellas de tipo FGKM y clase III detectadas en el Complejo RCW 91 (fuentes T2f, 304b, S2, S3, S19, S20, S29, S32 y S36 de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a Pa δ , Fe I λ 10153, Fe I λ 10217, Si I λ 10588, Si I λ 10606, Pa γ , Mg I λ 11828, Fe I λ 11884, Fe I λ 11978, Si I λ 12032, Mg I λ 12087, K I λ 12436, K I λ 12526, Pa β , Mn I λ 12903, Mn I λ 12979, Al I λ 13123, Al I λ 13151, Mg I λ 15766, Br14, Br13, Br12, Al I λ 16719, Al I λ 16751, Br11, Fe I λ 17010, Mg I λ 17109, Mg I λ 21464, Br γ , Na I λ 22056, Na I λ 22084, Fe I λ 22625, Fe I λ 22651 y Mg I λ 22814. Las bandas moleculares corresponden a CN(0-0) λ 11000, ^{12}CO (3-0) λ 15582, ^{12}CO (4-1) λ 15780, ^{12}CO (5-2) λ 15982, ^{12}CO (6-3) λ 16187, ^{12}CO (7-4) λ 16397, ^{12}CO (8-5) λ 16610, ^{12}CO (2-0) λ 22935, ^{12}CO (3-1) λ 23237, ^{13}CO (2-0) λ 23488, ^{12}CO (4-2) λ 23525, ^{13}CO (3-1) λ 23739, ^{12}CO (5-3) λ 23829 y ^{13}CO (4-2) λ 24037.

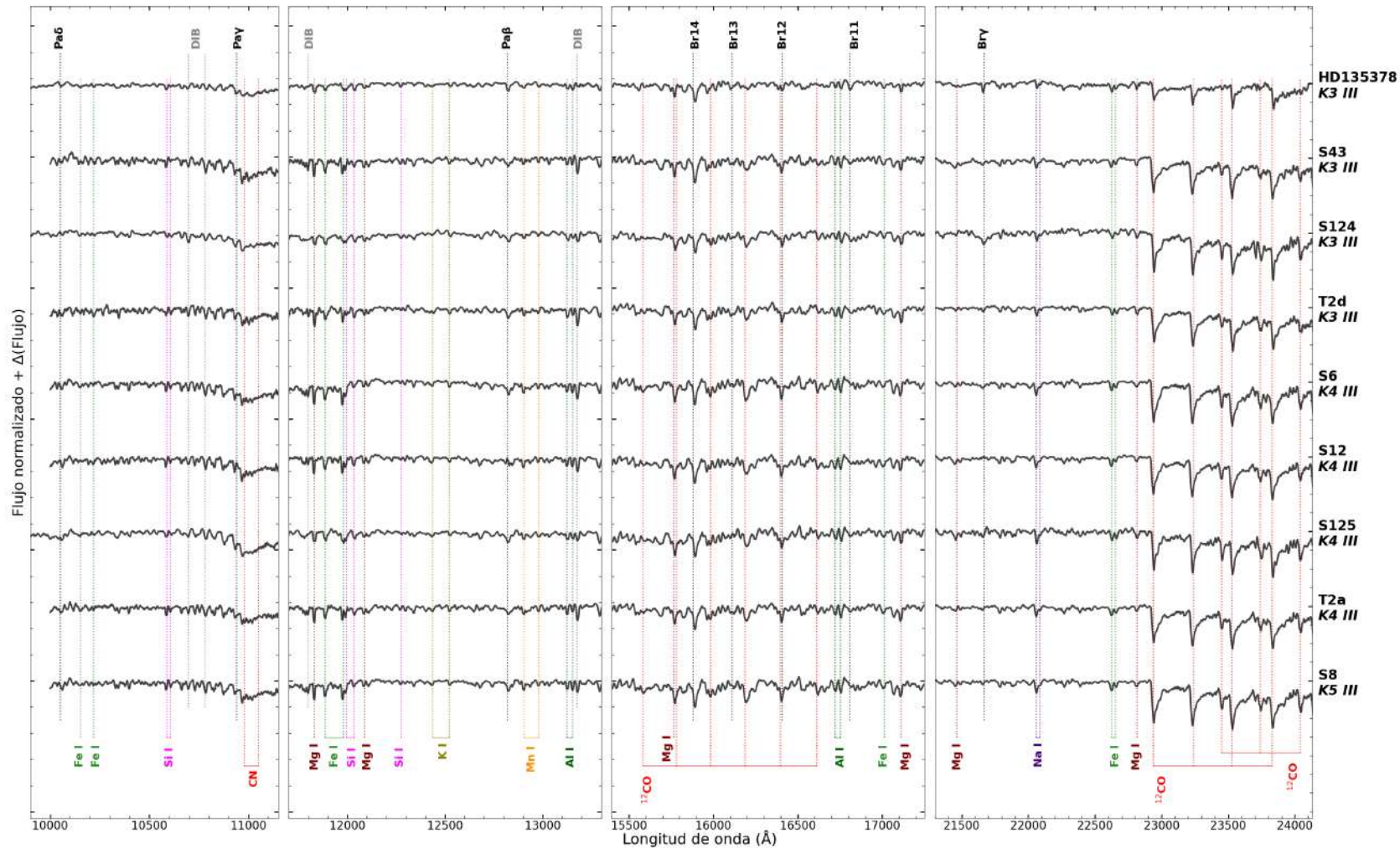


Figura C.15: Espectros en el infrarrojo cercano de estrellas de tipo FGKM y clase III detectadas en el Complejo RCW 91 (fuentes HD 135378, S43, S124, T2d, S6, S12, S125, T2a y S8 de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a Paδ, Fe I λ 10153, Fe I λ 10217, Si I λ 10588, Si I λ 10606, Paγ, Mg I λ 11828, Fe I λ 11884, Fe I λ 11978, Si I λ 12032, Mg I λ 12087, K I λ 12436, K I λ 12526, Paβ, Mn I λ 12903, Mn I λ 12979, Al I λ 13123, Al I λ 13151, Mg I λ 15766, Br14, Br13, Br12, Al I λ 16719, Al I λ 16751, Br11, Fe I λ 17010, Mg I λ 17109, Mg I λ 21464, Brγ, Na I λ 22056, Na I λ 22084, Fe I λ 22625, Fe I λ 22651 y Mg I λ 22814. Las bandas moleculares corresponden a CN(0-0) λ 11000, ¹²CO(3-0) λ 15582, ¹²CO(4-1) λ 15780, ¹²CO(5-2) λ 15982, ¹²CO(6-3) λ 16187, ¹²CO(7-4) λ 16397, ¹²CO(8-5) λ 16610, ¹²CO(2-0) λ 22935, ¹²CO(3-1) λ 23237, ¹³CO(2-0) λ 23488, ¹²CO(4-2) λ 23525, ¹³CO(3-1) λ 23739, ¹²CO(5-3) λ 23829 y ¹³CO(4-2) λ 24037.

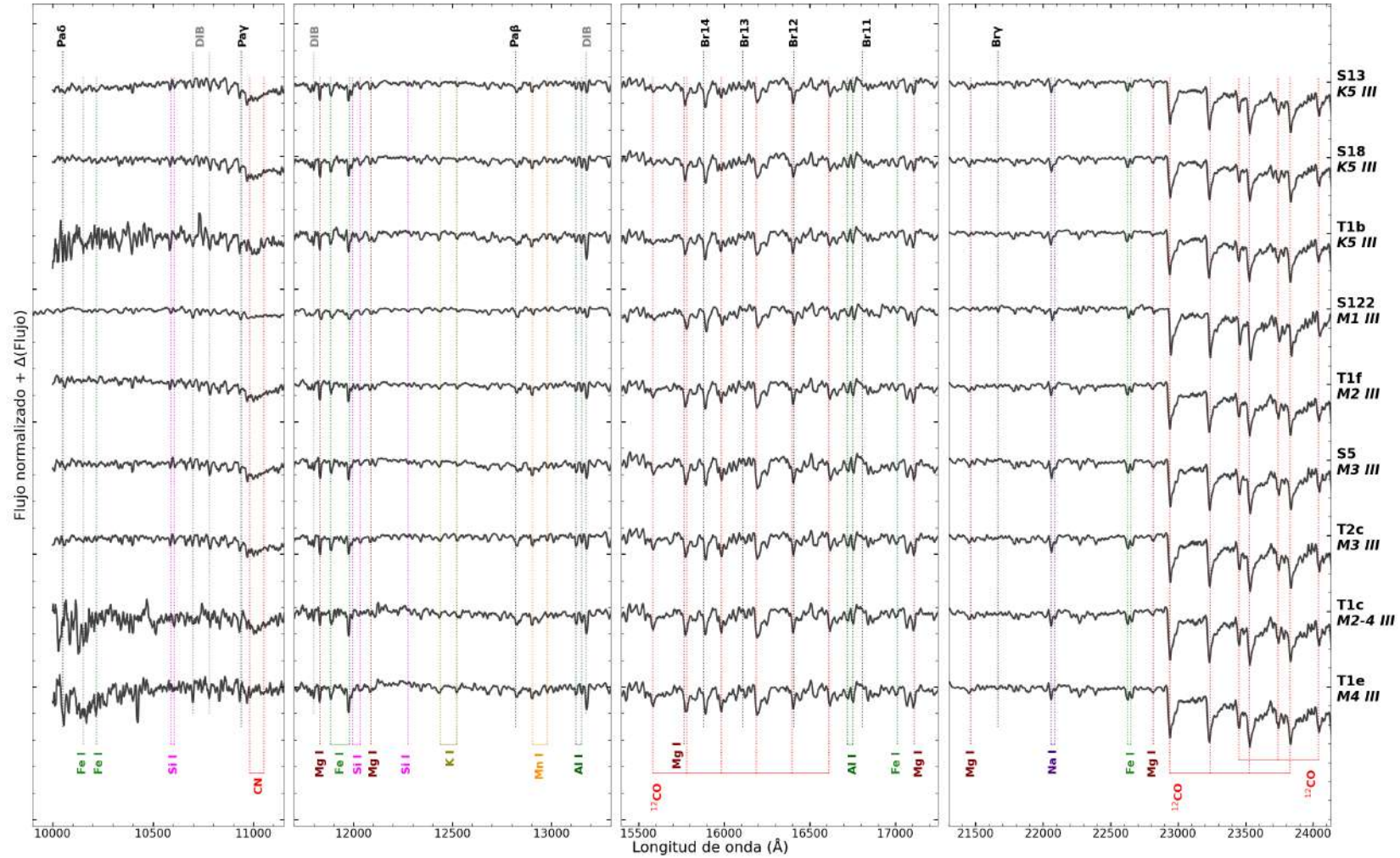


Figura C.16: Espectros en el infrarrojo cercano de estrellas de tipo FGKM y clase III detectadas en el Complejo RCW 91 (fuentes S13, S18, S122, T1f, S5, T2c, T1b, T1c y T1e de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a Pa δ , Fe I λ 10153, Fe I λ 10217, Si I λ 10588, Si I λ 10606, Pa γ , Mg I λ 11828, Fe I λ 11884, Fe I λ 11978, Si I λ 12032, Mg I λ 12087, K I λ 12436, K I λ 12526, Pa β , Mn I λ 12903, Mn I λ 12979, Al I λ 13123, Al I λ 13151, Mg I λ 15766, Br14, Br13, Br12, Al I λ 16719, Al I λ 16751, Br11, Fe I λ 17010, Mg I λ 17109, Mg I λ 21464, Br γ , Na I λ 22056, Na I λ 22084, Fe I λ 22625, Fe I λ 22651 y Mg I λ 22814. Las bandas moleculares corresponden a CN(0-0) λ 11000, ^{12}CO (3-0) λ 15582, ^{12}CO (4-1) λ 15780, ^{12}CO (5-2) λ 15982, ^{12}CO (6-3) λ 16187, ^{12}CO (7-4) λ 16397, ^{12}CO (8-5) λ 16610, ^{12}CO (2-0) λ 22935, ^{12}CO (3-1) λ 23237, ^{13}CO (2-0) λ 23488, ^{12}CO (4-2) λ 23525, ^{13}CO (3-1) λ 23739, ^{12}CO (5-3) λ 23829 y ^{13}CO (4-2) λ 24037.

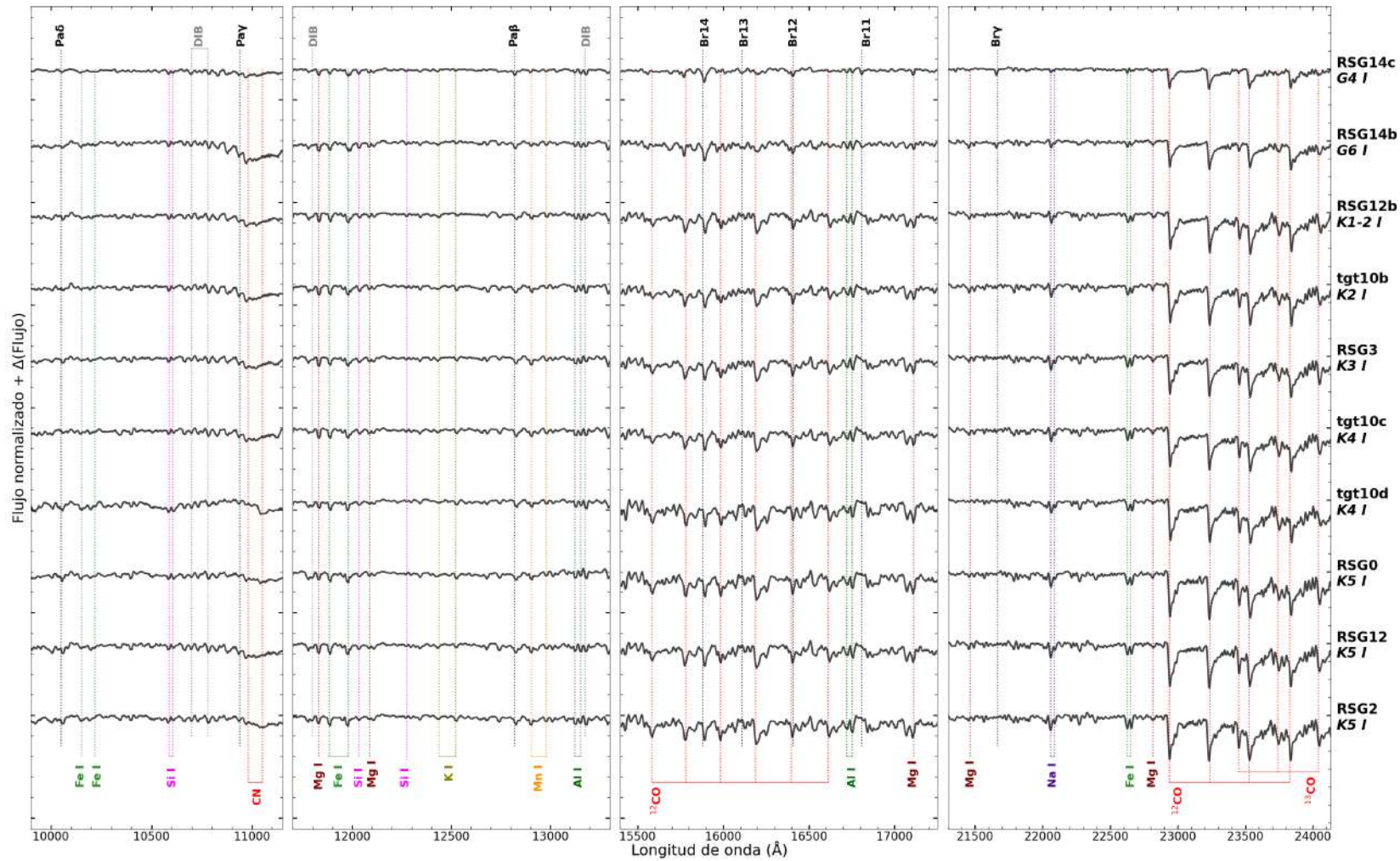


Figura C.17: Espectros en el infrarrojo cercano de estrellas de tipo FGKM y clase I detectadas en el Complejo RCW 91 (fuentes RSG14c, RSG14b, RSG12b, tgt10b, RSG3, tgt10c, tgt10d, RSG0, RSG12 y RSG2 de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a Pa δ , Fe I λ 10153, Fe I λ 10217, Si I λ 10588, Si I λ 10606, Pa γ , Mg I λ 11828, Fe I λ 11884, Fe I λ 11978, Si I λ 12032, Mg I λ 12087, K I λ 12436, K I λ 12526, Pa β , Mn I λ 12903, Mn I λ 12979, Al I λ 13123, Al I λ 13151, Mg I λ 15766, Br14, Br13, Br12, Al I λ 16719, Al I λ 16751, Br11, Fe I λ 17010, Mg I λ 17109, Mg I λ 21464, Br γ , Na I λ 22056, Na I λ 22084, Fe I λ 22625, Fe I λ 22651 y Mg I λ 22814. Las bandas moleculares corresponden a CN(0-0) λ 11000, ^{12}CO (3-0) λ 15582, ^{12}CO (4-1) λ 15780, ^{12}CO (5-2) λ 15982, ^{12}CO (6-3) λ 16187, ^{12}CO (7-4) λ 16397, ^{12}CO (8-5) λ 16610, ^{12}CO (2-0) λ 22935, ^{12}CO (3-1) λ 23237, ^{13}CO (2-0) λ 23488, ^{12}CO (4-2) λ 23525, ^{13}CO (3-1) λ 23739, ^{12}CO (5-3) λ 23829 y ^{13}CO (4-2) λ 24037.

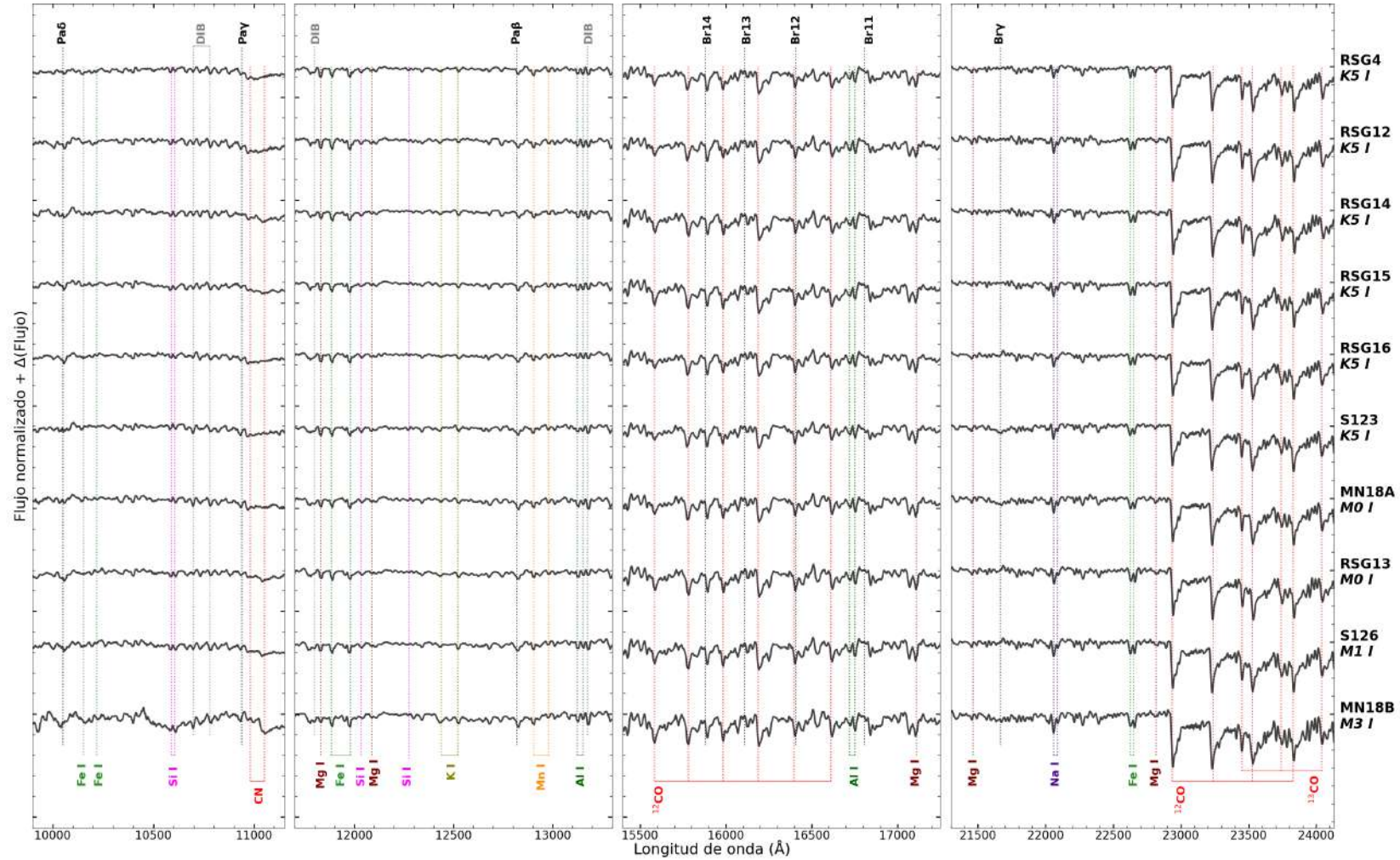


Figura C.18: Espectros en el infrarrojo cercano de estrellas de tipo FGKM y clase I detectadas en el Complejo RCW 91 (fuentes RSG4, RSG12, RSG14, RSG15, RSG16, S123, MN18A, RSG13, S126 y MN18B de la Tabla D.1). Las transiciones atómicas corresponden a Pa δ , Fe I λ 10153, Fe I λ 10217, Si I λ 10588, Si I λ 10606, Pa γ , Mg I λ 11828, Fe I λ 11884, Fe I λ 11978, Si I λ 12032, Mg I λ 12087, K I λ 12436, K I λ 12526, Pa β , Mn I λ 12903, Mn I λ 12979, Al I λ 13123, Al I λ 13151, Mg I λ 15766, Br14, Br13, Br12, Al I λ 16719, Al I λ 16751, Br11, Fe I λ 17010, Mg I λ 17109, Mg I λ 21464, Br γ , Na I λ 22056, Na I λ 22084, Fe I λ 22625, Fe I λ 22651 y Mg I λ 22814. Las bandas moleculares corresponden a CN(0-0) λ 11000, ^{12}CO (3-0) λ 15582, ^{12}CO (4-1) λ 15780, ^{12}CO (5-2) λ 15982, ^{12}CO (6-3) λ 16187, ^{12}CO (7-4) λ 16397, ^{12}CO (8-5) λ 16610, ^{12}CO (2-0) λ 22935, ^{12}CO (3-1) λ 23237, ^{13}CO (2-0) λ 23488, ^{12}CO (4-2) λ 23525, ^{13}CO (3-1) λ 23739, ^{12}CO (5-3) λ 23829 y ^{13}CO (4-2) λ 24037.

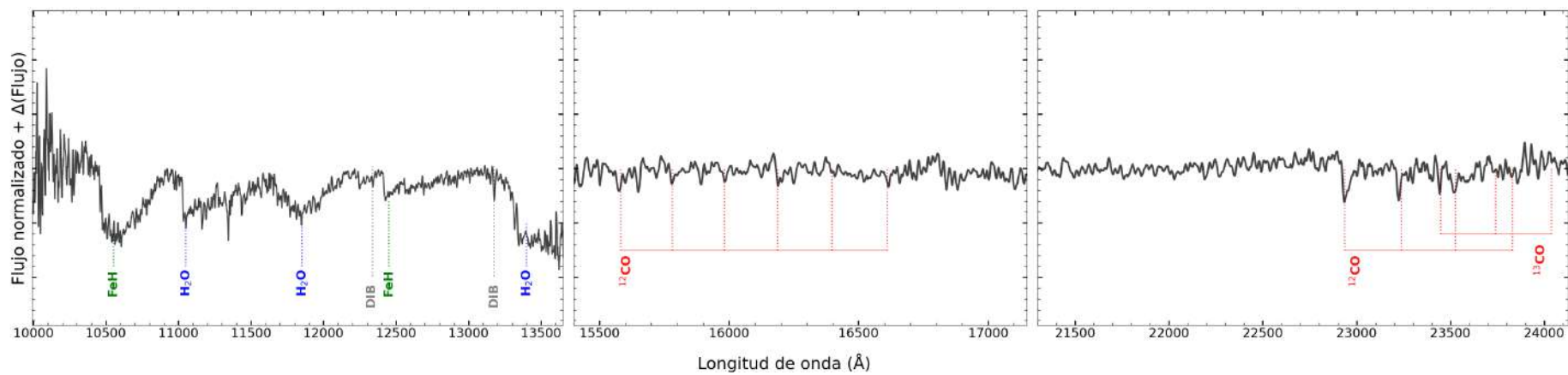


Figura C.19: Espectro en el infrarrojo cercano del objeto subestelar detectado Complejo RCW 91 (fuente T1a de la Tabla D.1). Las transiciones moleculares incluyen líneas de FeH, H₂O, ¹²CO y ¹³CO. Las DIBs marcadas corresponden a $\lambda 11797$ y $\lambda 13175$.

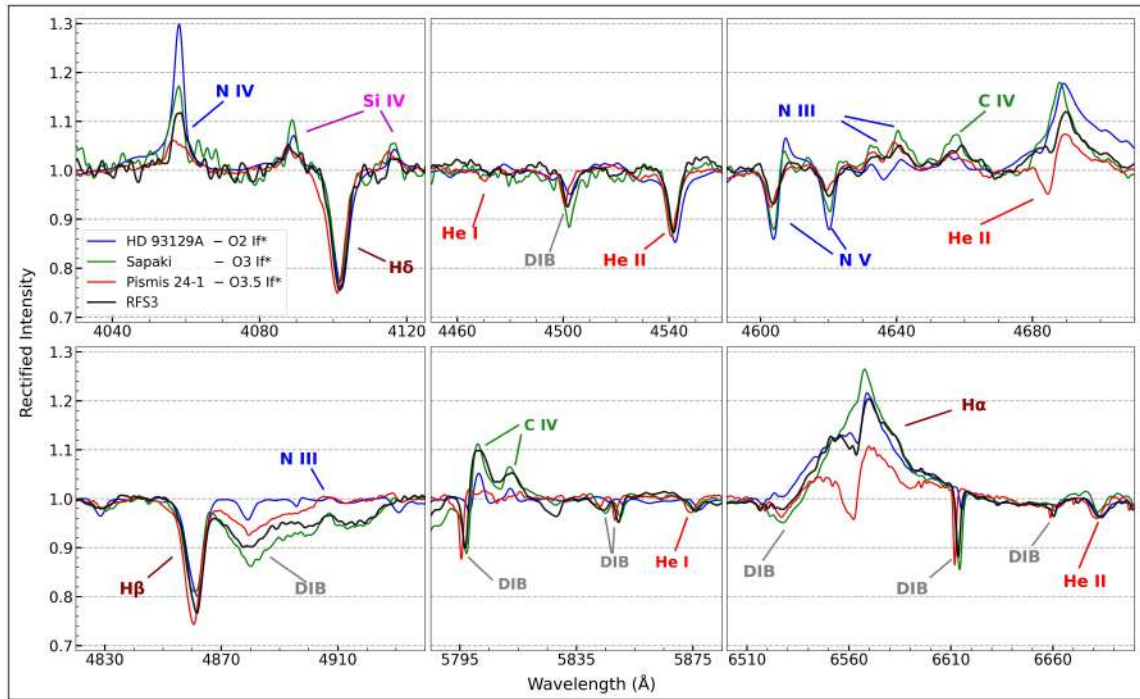


Figura C.20: Comparación entre los espectros ópticos de RFS3 (negro), HD 93129A (azul), Sapaki (verde) y Pismis 24-1 (rojo), todos con $R = 2500$. Las transiciones atómicas marcadas con color corresponden a N IV $\lambda 4058$, Si IV $\lambda\lambda 4089-116$, H δ , He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, N V $\lambda\lambda 4604-20$, N III $\lambda\lambda 4634-40$, C IV $\lambda 4658$, He II $\lambda 4686$, H β , N III $\lambda 4905$, C IV $\lambda\lambda 5801-12$, He I $\lambda 5876$, H α , y He II $\lambda 6682$. Las DIBs marcadas en gris corresponden a $\lambda 4502$, $\lambda 4881$, $\lambda 5797$, $\lambda\lambda 5843-50$, $\lambda 6527$, $\lambda 6613$, y $\lambda 6660$.

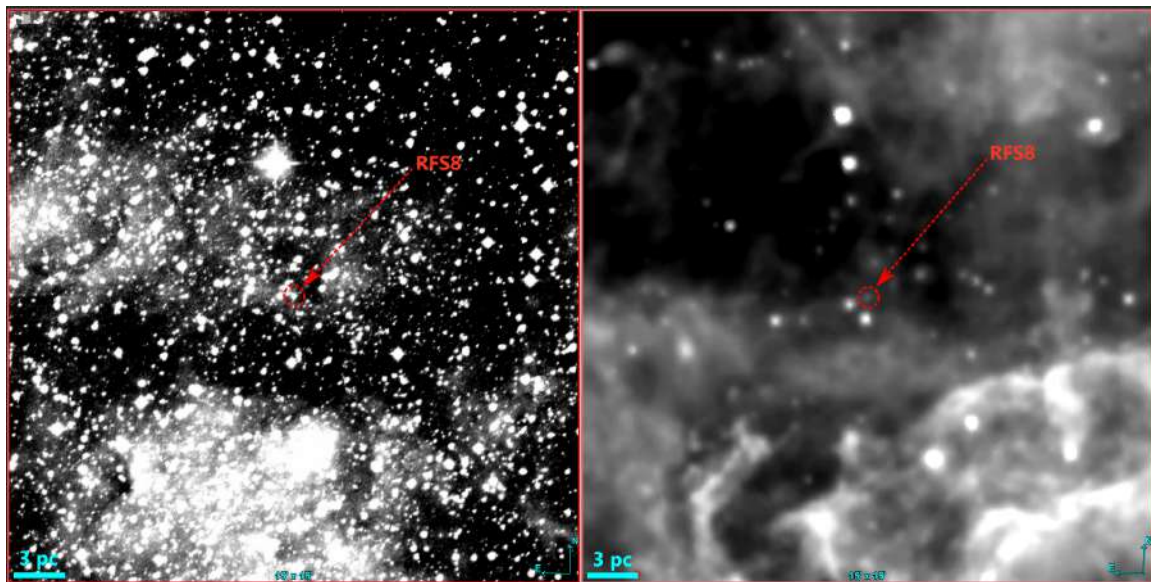


Figura C.21: Imágenes de tamaño $15' \times 15'$ centradas en RFS8, tomadas en el filtro H α del censo SuperCOSMOS (*panel izquierdo*) y en el filtro de $12 \mu\text{m}$ de WISE (*panel derecho*). En la esquina inferior izquierda se muestra la escala lineal (3 pc) calculada a partir de una distancia de 7.6 kpc para NGC 3603 (Roman-Lopes et al. 2016). El Norte queda hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

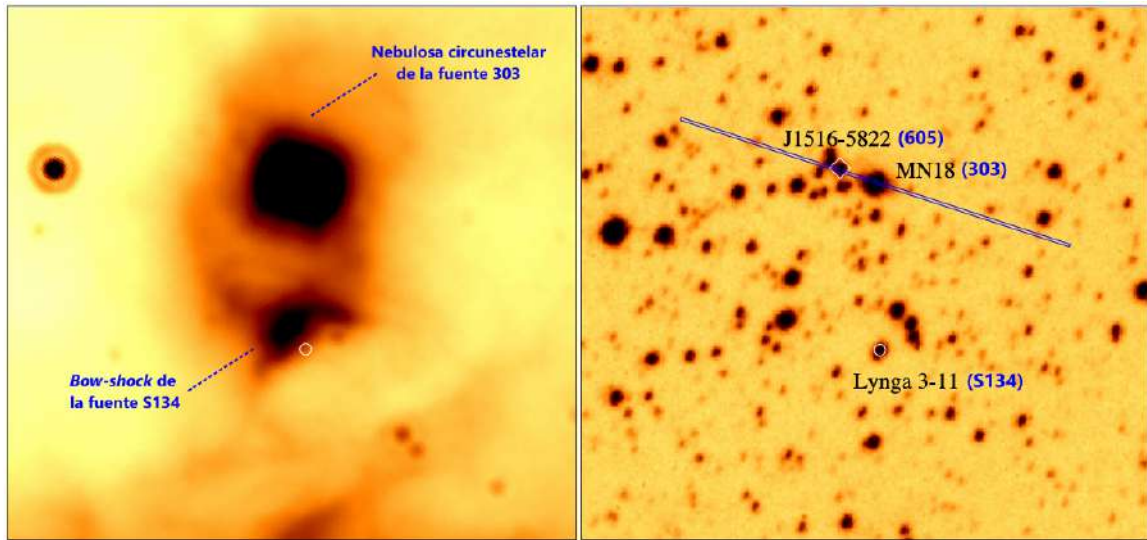


Figura C.22: Imagen en $24\ \mu\text{m}$ de Spitzer (*panel izquierdo*) y en $\text{H}\alpha$ de SuperCOSMOS (*panel derecho*) del campo de Lynga 3, en donde se muestran las estrellas MN 18 (fuente 303), J1516-5822 (fuente 605) y Lynga 3-11 (fuente S134), junto con la rendija utilizada por [Gvaramadze et al. \(2015\)](#) para obtener espectroscopía óptica de MN 18 y J1516-5822. *Créditos de imagen: Gvaramadze et al. (2015), Figura 13.*

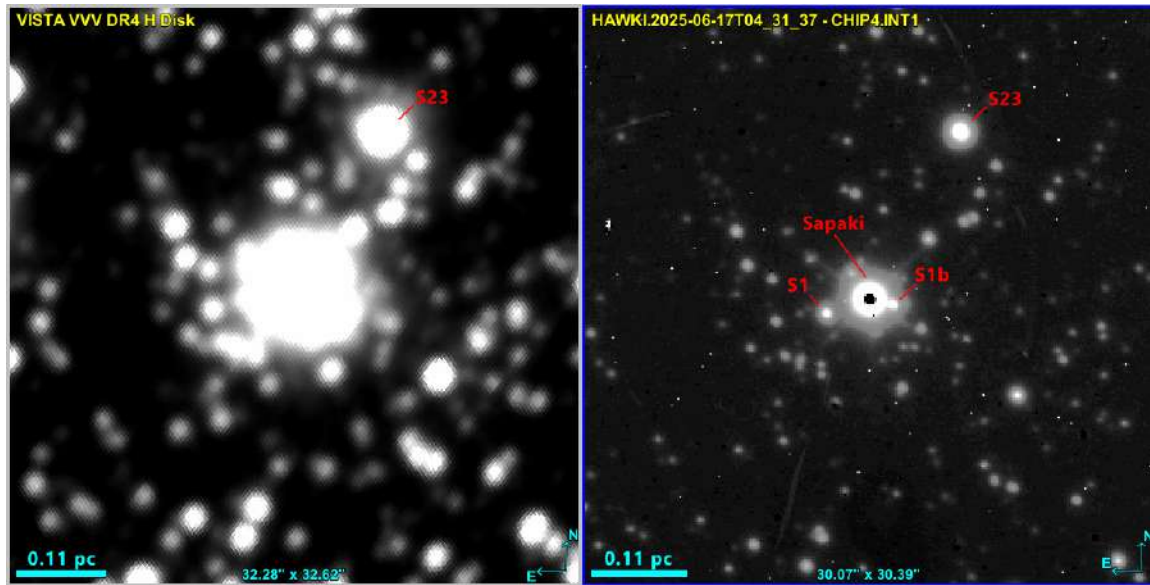


Figura C.23: Comparación entre una imagen en la banda H de VISTA (*panel izquierdo*) y una imagen en la banda H de HAWK-I (*panel derecho*), ambas centradas en la estrella Sapaki. En ambas imágenes, se muestra la fuente S23 (K1 III, Tabla D.2) como referencia. La escala lineal mostrada (0.11 pc) corresponde a la conversión para $5''$ a una distancia de 4.93 kpc. Notar como en la imagen de VISTA, la fuente S1 ni siquiera aparece al fundirse con el halo brillante de Sapaki (explicando la falta de fotometría en la banda H , ver Figura 3.1.8). Notablemente, podemos observar una fuente con brillo similar a S1 (denominada S1b) inmediatamente hacia el oeste de Sapaki. El Norte es hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

Apéndice D

Tablas adicionales

En este apéndice se presenta:

1. Diario de las observaciones espectroscópicas realizadas en el Complejo RCW 91 (Tabla D.1).
2. Clasificación espectral, extinción óptica y parámetro de extinción óptica-selectiva, determinadas para las estrellas observadas en el Complejo RCW 91 (Tabla D.2).
3. Distancias heliocéntricas calculadas para las estrellas del Complejo RCW 91 a través de diversos métodos (Tabla D.3).
4. Velocidades radiales determinadas con el ajuste Gaussiano línea por línea y con la correlación cruzada, para las estrellas del Complejo RCW 91 (Tabla D.4).
5. Velocidades peculiares tangenciales, velocidades peculiares radiales y velocidades espaciales, calculadas para las estrellas del Complejo RCW 91 (Tabla D.5).
6. Mediciones de EW para las DIBs ópticas e infrarrojas presentes en los espectros estelares del Complejo RCW 91 (Tabla D.6).

Tabla D.1: Diario de las observaciones espectroscópicas realizadas en el Complejo RCW 91. La primera columna es el identificador asignado a la estrella, el cual fue definido de forma arbitraria. La tercera y cuarta columna son las coordenadas ecuatoriales. La quinta columna es el identificador de la campaña observacional, la sexta columna es la fecha de la campaña, la séptima columna es el espectrógrafo utilizado y la octava columna el poder resolutivo de la configuración utilizada. La novena columna es el tiempo total de exposición, contando todos los espectros adquiridos para una fuente, en cada campaña. Las líneas negras que cubren las primeras cuatro columnas, significa que la misma estrella fue observada en una época diferente.

^(a) Datos tomados en noches de ingeniería por el Dr. David Sanmartin.

ID	SpT Lit.	RA _{J2000} (°)	DE _{J2000} (°)	Prog. ID	Fecha Obs.	Instr.	<i>R</i>	<i>t</i> _{exp} (s)
301	...	229.2630	−58.3674	Ing.	2021-06-02	LDSS	1425	752
302	...	229.2315	−58.3797	Ing.	2021-06-02	LDSS	1425	900
				24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	32
303	B1 Ia	229.1708	−58.3739	Ing.	2021-06-02	LDSS	1425	900
				Ing.	2022-06-11	LDSS	1425	2700
				24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	80
303b	...	229.1861	−58.3625	Ing.	2021-06-02	LDSS	1425	900

Continúa en la página siguiente

ID	SpT Lit.	RA _{J2000} (°)	DE _{J2000} (°)	Prog. ID	Fecha Obs.	Instr.	<i>R</i>	<i>t</i> _{exp} (s)
304	...	229.1918	−58.3904	Ing.	2015-03-09	Goodman	2108	1800
				Ing.	2015-03-29	Goodman	2108	3600
				Ing.	2021-06-02	LDSS	1425	1800
				24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	60
304b	...	229.1908	−58.3906	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	120
305	...	229.1903	−58.3854	Ing.	2015-03-27	OSIRIS	1200	480
				Ing.	2021-06-02	LDSS	1425	1800
				Ing.	2022-05-21	LDSS	1425	4800
306	...	229.2370	−58.3594	Ing.	2021-06-02	LDSS	1425	1800
306b	...	229.2305	−58.3597	Ing.	2021-06-02	LDSS	1425	1800
307	...	229.1424	−58.4433	Ing.	2021-06-02	LDSS	1425	1800
				Ing.	2022-04-15	MagE	4100	2000
				Ing.	2022-05-20	LDSS	1425	3600
308	...	229.1890	−58.3740	Ing.	2021-07-25	LDSS	1425	3300
309	...	229.1240	−58.3613	Ing.	2021-07-25	LDSS	1425	2700
				Ing.	2022-05-21	LDSS	1425	4800
462	...	229.2170	−58.3218	Ing.	2015-03-27	OSIRIS	1200	480
				Ing.	2022-05-22	LDSS	1425	3600
				I4T024LE	2023-05-30	FIRE	4800	464
462b	...	229.1792	−58.3290	Ing.	2022-05-22	LDSS	1425	3600
474	...	229.3081	−58.2905	Ing.	2022-05-22	LDSS	1425	2700
603	...	229.2067	−58.3566	Ing.	2022-06-11	LDSS	1425	3600
604	...	229.3742	−58.3040	Ing.	2022-06-12	LDSS	1425	3600
605	O9/B1 III/V	229.1791	−58.3721	Ing.	2022-06-11	LDSS	1425	2700
606	...	229.1710	−58.3777	Ing.	2022-06-12	LDSS	1425	3600
target10	...	229.0269	−58.2126	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	240
target10b	...	229.0328	−58.2071	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	60
target10c	...	229.0337	−58.2169	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	60
target10d	...	229.0029	−58.2300	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	16
target14	...	228.9998	−58.1692	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	80
target14c	...	228.9595	−58.1804	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	80
target14d	...	228.9997	−58.1859	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	160
target16	...	229.3351	−58.4879	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	140
RSG0	...	229.0737	−58.1876	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	8
RSG1	...	229.3615	−58.4544	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	32
RSG2	...	229.3484	−58.4315	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	36
RSG3	...	229.3736	−58.4461	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	32
RSG4	...	229.3846	−58.4508	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	80
MN18A	...	229.1755	−58.3784	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	60
MN18B	...	229.2280	−58.3722	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	24
RSG12	...	229.2956	−58.3944	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	8
RSG12b	...	229.3460	−58.3984	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	20
RSG13	...	229.1468	−58.4046	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	24
RSG14	...	229.0872	−58.3652	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	32
RSG14b	...	229.0833	−58.3972	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	28
RSG14c	...	229.1003	−58.4113	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	48
RSG15	...	229.0639	−58.3453	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	60
RSG15b	...	229.0847	−58.3406	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	60
RSG15c	...	229.0614	−58.3521	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	60
RSG16	...	229.1622	−58.3926	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	60
WR 67-3	...	228.9143	−58.1378	Ing.	2015-03-29	Goodman	2108	2100
SC3	...	229.5101	−58.1490	Ing.	2015-03-09	Goodman	2108	900
Sapaki	WN 6h	229.1540	−58.1663	Ing.	2015-03-09	Goodman	2108	900
				Ing.	2015-03-29	Goodman	2108	4800

Continúa en la página siguiente

ID	SpT Lit.	RA _{J2000} (°)	DE _{J2000} (°)	Prog. ID	Fecha Obs.	Instr.	<i>R</i>	<i>t</i> _{exp} (s)
				Ing.	2021-02-26	IMACS	1523	1800
				Ing.	2021-04-19	LDSS	1900	1800
				Ing.	2022-04-15	MagE	4100	3600
				Ing.	2022-04-17	IMACS	1523	3600
				Ing.	2022-05-20	LDSS	1425	3600
				Q4FEM5BG	2022-08-02	MagE	4100	19200
				23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	60
S1	...	229.1552	−58.1665	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	2880
S2	...	229.1790	−58.1509	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	60
S3	...	229.1731	−58.1481	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	106
S4	...	229.1140	−58.1563	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	60
S5	...	229.1150	−58.1541	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	80
S6	...	229.0971	−58.1728	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	80
S7	...	229.2042	−58.1891	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	100
S8	...	229.2076	−58.1875	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	60
S9	...	229.1759	−58.1689	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	420
S10	...	229.1314	−58.1569	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	100
S11	...	229.1227	−58.1684	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	420
S12	...	229.1933	−58.1578	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	420
S13	...	229.1091	−58.1507	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	480
S14	...	229.1975	−58.1865	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	120
S15	...	229.1449	−58.1354	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	320
S16	...	229.1830	−58.1956	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	360
S17	...	229.1154	−58.1947	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	180
S18	...	229.2158	−58.1862	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	240
S19	...	229.2012	−58.1961	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	480
S20	...	229.1080	−58.1353	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	240
S21	...	229.1193	−58.2026	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	480
S22	...	229.0795	−58.1797	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	240
S23	...	229.1516	−58.1639	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	480
S24	...	229.1639	−58.1652	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	600
S25	...	229.1749	−58.1695	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	420
S26	...	229.1314	−58.1719	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	360
				24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	480
S27a	...	229.1538	−58.1521	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
S27b	...	229.1546	−58.1522	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
S28	...	229.1461	−58.1477	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	480
S29	...	229.1888	−58.1725	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
S30	...	229.1141	−58.1601	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
S30a	...	229.1098	−58.1606	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	720
S30b	...	229.1080	−58.1600	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	720
S31	...	229.1659	−58.1890	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
S32	...	229.1185	−58.1807	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S33	...	229.1185	−58.1821	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S34	...	229.1069	−58.1659	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S35	...	229.2037	−58.1655	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S36	...	229.1075	−58.1770	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S37	...	229.1716	−58.1932	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S38	...	229.1748	−58.1926	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S39	...	229.1039	−58.1531	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	400
S40	...	229.1248	−58.1388	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	440
S41	...	229.0969	−58.1554	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	400
S42	...	229.1062	−58.1459	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	400
S43	...	229.0987	−58.1906	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	400

Continúa en la página siguiente

ID	SpT Lit.	RA _{J2000} (°)	DE _{J2000} (°)	Prog. ID	Fecha Obs.	Instr.	<i>R</i>	<i>t</i> _{exp} (s)
S44	...	229.2265	−58.1574	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	440
S45	...	229.1746	−58.1645	Ing.	2021-04-19	LDSS	1900	1800
S46	...	229.1364	−58.1800	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	480
				24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	480
S47	...	229.1491	−58.1497	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S48	...	229.1740	−58.1521	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S49	...	229.1305	−58.1531	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S50	...	229.1332	−58.1837	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
S50b	...	229.1268	−58.1844	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
S51	...	229.1963	−58.1671	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
S52	...	229.1991	−58.1600	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
S53	...	229.1635	−58.1371	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
S54	...	229.2070	−58.1564	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S55	...	229.1952	−58.1866	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	120
S60	...	229.1740	−58.2008	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S60b	...	229.1733	−58.2017	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	360
S100	...	229.0369	−58.1710	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	160
S101	...	229.1564	−58.1757	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	1440
S102	...	229.2039	−58.1934	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	1560
S103	...	229.0545	−58.1907	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	1200
S104	...	229.0662	−58.2204	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	1260
S105	...	229.0366	−58.2059	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	800
S107	...	229.2523	−58.1070	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	720
S108	...	229.1487	−58.2476	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	300
S109	...	229.0101	−58.2118	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	600
S109b	...	229.0123	−58.2134	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	600
S110	...	229.1937	−58.3657	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	480
S111	...	229.1791	−58.3742	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	960
S112	...	229.2216	−58.3731	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	960
S113	...	229.1998	−58.3816	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	600
S114	...	229.1883	−58.3826	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	960
S115	...	229.1742	−58.3834	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	960
S121	...	229.0620	−58.1929	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	120
S122	...	229.3174	−58.1083	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	120
S123	...	229.2139	−58.3948	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	80
S124	...	229.1319	−58.3781	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	120
S125	...	229.1776	−58.4151	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	140
S126	...	229.1489	−58.1461	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	88
S131	...	229.2210	−58.3686	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	160
S132	...	229.2200	−58.3801	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	120
S133	...	229.1627	−58.3909	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	240
S134	...	229.1698	−58.3941	24A-527072	2024-06-18	TSpec	3500	160
S135	...	229.2241	−58.1922	24A-527072	2024-06-19	TSpec	3500	80
T1a	...	228.6363	−58.2233	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	60
T1b	...	228.6399	−58.2194	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	240
T1c	...	228.6542	−58.2173	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	240
T1d	...	228.6235	−58.2179	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	240
T1e	...	228.6172	−58.2168	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	240
T1f	...	228.6155	−58.2310	23A-957848	2023-05-03	TSpec	3500	60
T2a	...	229.3759	−57.8390	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	120
T2b	...	229.3929	−57.8474	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
T2c	...	229.3989	−57.8517	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	60
T2d	...	229.3847	−57.8537	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240

Continúa en la página siguiente

ID	SpT Lit.	RA _{J2000} (°)	DE _{J2000} (°)	Prog. ID	Fecha Obs.	Instr.	R	t_{exp} (s)
T2e	...	229.3802	-57.8529	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	180
T2f	...	229.3724	-57.8522	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
T2g	...	229.3713	-57.8534	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
T2h	...	229.3709	-57.8545	23A-957848	2023-05-04	TSpec	3500	240
HD 134958	B1 IIIne	228.8174	-58.1729	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	16
HD 135378	K3 III	229.3502	-58.4453	24A-527072	2024-07-19	TSpec	3500	8
F0	...	229.0743	-58.2275	I4T024LE	2023-05-30	FIRE	4800	592
F2	...	229.0438	-58.0789	I4T024LE	2023-05-30	FIRE	4800	1626
F3	...	229.2304	-58.2580	I4T024LE	2023-05-30	FIRE	4800	2832
F4	...	228.9753	-58.2622	I4T024LE	2023-05-30	FIRE	4800	3212
F6	...	229.2758	-58.2699	I4T024LE	2023-05-30	FIRE	4800	1626
F7	...	228.9542	-58.2541	I4T024LE	2023-05-30	FIRE	4800	1500
F10	...	228.8815	-58.2441	I4T024LE	2023-05-30	FIRE	4800	1014

Fin de la Tabla D.1

Tabla D.2: Resultados derivados de la espectroscopía para las estrellas observadas en el Complejo RCW 91. La primera columna es el identificador de la estrella, y la segunda columna es el tipo espectral correspondiente (SpT). La tercera, cuarta, quinta y sexta columna, representan los excesos de colores calculados a partir de las magnitudes observadas y absolutas. El error de los excesos de color no se muestra, pero típicamente está en el rango 0.1 – 0.2 mag. La séptima columna representa el parámetro de extinción óptica a selectiva (R_V), y la octava columna la extinción óptica total (A_V). La novena columna corresponde al número de veces (N) que se realizó el cálculo de los parámetros (ver Sección 2.3.3).

^(a) Los valores de E_{B-V} y R_V aparecen negativos para la fuente F2, posiblemente por la contaminación en su fotometría óptica debido a una estrella brillante (y de primer plano) muy cercana.

ID	SpT	E_{B-V} (mag)	E_{V-J} (mag)	E_{V-H} (mag)	E_{V-Ks} (mag)	R_V	A_V (mag)	N_V
301	B2.5 Ia	1.85	4.48	5.04	5.40	2.72 ± 0.16	6.20 ± 0.39	5
302	B0.7 Ia	2.08	4.47	5.06	5.38	2.84 ± 0.11	6.12 ± 0.26	6
303	B1.5 Iab	2.26	4.43	5.03	5.39	2.70 ± 0.09	6.10 ± 0.22	7
303b	G0 V	0.73	1.90	2.26	2.42	3.20 ± 0.28	2.67 ± 0.26	6
304	O4 If	2.34	4.97	5.58	6.07	2.88 ± 0.08	6.80 ± 0.21	7
304b	K3 III	1.79	...	...	4.63	2.92 ± 2.30	5.23 ± 5.44	1
305	B0.2 Ib	2.31	4.77	5.40	5.73	2.74 ± 0.09	6.53 ± 0.24	7
306	B0.7 II	2.09	3.98	4.53	4.78	2.58 ± 0.10	5.43 ± 0.21	7
306b	B7 V((n))	1.27	...	2.85	3.04	2.61 ± 0.12	3.49 ± 0.17	7
307	O9.7 Iab	2.44	5.05	5.70	6.09	2.82 ± 0.09	6.93 ± 0.23	6
308	O9-9.5 III-IV	2.29	4.64	5.23	5.52	2.68 ± 0.09	6.30 ± 0.22	7
309	B0.5-0.7 II	2.33	4.63	5.25	5.62	2.68 ± 0.09	6.32 ± 0.22	8
462	O8 II((n))	2.32	5.00	5.65	5.99	2.82 ± 0.11	6.84 ± 0.28	6
462b	B0.5-1 II-III	2.39	4.69	5.33	5.62	2.66 ± 0.09	6.40 ± 0.24	6
474	B0.2 III(n)	2.22	4.40	4.98	5.36	2.68 ± 0.09	6.04 ± 0.22	8
603	B7 IV-V	1.65	3.41	3.81	4.08	2.72 ± 0.13	4.64 ± 0.23	7
604	B1 III	2.04	3.96	4.51	4.75	2.61 ± 0.11	5.40 ± 0.23	6
605	O9.5 IV	2.36	4.58	5.20	5.51	2.63 ± 0.10	6.21 ± 0.26	4
606	B0.2 III-IV	2.21	4.48	5.07	5.45	2.64 ± 0.10	6.10 ± 0.25	7
tgt10	B0 Ve	3.53	7.98	9.23	10.13	3.17 ± 0.12	11.16 ± 0.45	2
tgt10b	K2 I	1.35	3.25	3.83	4.01	2.97 ± 0.16	4.43 ± 0.25	6
tgt10c	K4 I	1.42	3.73	4.22	4.47	3.41 ± 0.18	4.98 ± 0.29	4
tgt10d	K4 I	2.76	8.27	9.09	9.63	4.00 ± 0.24	11.07 ± 0.73	1
tgt14	B5 V	1.90	3.81	4.61	4.91	2.86 ± 0.11	5.46 ± 0.23	7
tgt14c	K1 III	0.94	2.24	2.77	2.83	3.28 ± 0.22	3.22 ± 0.24	7
tgt14d	B5 V	1.02	...	2.60	2.78	2.79 ± 0.14	3.14 ± 0.17	7

Continúa en la página siguiente

ID	SpT	E_{B-V}	E_{V-J}	E_{V-H}	E_{V-K_s}	R_V	A_V	N
tgt16	B0 Ve	2.22	4.60	5.25	5.62	2.80 ± 0.13	6.32 ± 0.33	5
RSG0	K5 I	1.42	5.66	6.32	6.63	4.28 ± 0.29	7.37 ± 0.53	2
RSG1	K5 I	1.46	4.34	4.91	5.27	4.00 ± 0.22	5.92 ± 0.36	3
RSG2	K5 I	1.96	6.36	7.06	7.50	4.35 ± 0.21	8.52 ± 0.44	2
RSG3	K3 I	1.26	3.47	4.00	4.24	3.70 ± 0.21	4.77 ± 0.29	5
RSG4	K5 I	1.17	3.98	4.48	4.80	3.80 ± 0.23	5.41 ± 0.35	4
MN18A	M0 I	1.98	5.08	5.59	5.98	3.42 ± 0.16	6.78 ± 0.36	2
MN18B	M3 I	...	...	...	...	...	...	0
RSG12	K5 I	1.40	4.40	4.96	5.27	4.02 ± 0.21	6.00 ± 0.34	5
RSG12b	K1-2 I	1.12	2.92	3.47	3.64	3.54 ± 0.21	4.10 ± 0.27	6
RSG13	M0 I	1.28	5.13	5.57	5.94	3.93 ± 0.22	6.57 ± 0.38	3
RSG14	K5 I	1.97	6.03	6.71	7.17	4.15 ± 0.25	8.15 ± 0.53	1
RSG14b	G6 I	0.87	2.14	2.67	2.73	3.19 ± 0.24	3.03 ± 0.25	6
RSG14c	G4 I	0.98	2.52	3.10	3.20	3.47 ± 0.21	3.62 ± 0.24	7
RSG15	K5 I	1.60	5.66	6.24	6.64	4.73 ± 0.25	7.59 ± 0.44	2
RSG15b	K2 III	0.70	1.68	1.90	1.92	3.00 ± 0.30	2.27 ± 0.24	7
RSG15c	G8 III	0.79	1.76	2.02	2.07	2.96 ± 0.24	2.40 ± 0.21	7
RSG16	K5 I	1.42	4.15	4.78	5.06	3.76 ± 0.20	5.79 ± 0.34	3
WR 67-3	WN9h	...	...	...	...	...	...	0
SC3	B2 II	1.90	4.02	4.57	4.89	2.82 ± 0.11	5.53 ± 0.23	7
Sapaki	O3 If*	2.52	5.77	6.57	7.02	3.01 ± 0.13	7.99 ± 0.38	4
S1	B3 V	2.67	5.78	...	6.61	2.86 ± 0.13	7.62 ± 0.37	2
S2	K3 III	1.21	3.39	3.95	4.06	3.18 ± 0.15	4.61 ± 0.24	6
S3	K3 III	2.06	4.37	5.14	5.35	2.96 ± 0.13	6.08 ± 0.29	3
S4	G9 III	1.43	3.24	3.73	4.00	2.89 ± 0.14	4.41 ± 0.24	6
S5	M3 III	2.00	3.80	4.29	4.60	2.58 ± 0.15	5.15 ± 0.33	2
S6	K4 III	1.82	3.98	4.54	4.78	2.96 ± 0.13	5.45 ± 0.26	4
S7	K2 III	1.37	3.10	3.56	3.89	3.00 ± 0.16	4.25 ± 0.25	4
S8	K5 III	1.33	3.00	3.37	3.52	2.97 ± 0.17	4.01 ± 0.24	4
S9	G8 III	1.22	3.21	...	...	3.49 ± 0.13	4.41 ± 0.20	5
S10	B3 IV	1.06	2.45	2.76	2.94	2.85 ± 0.20	3.34 ± 0.25	6
S11	K2 III	1.03	2.46	2.75	2.91	2.92 ± 0.19	3.25 ± 0.23	6
S12	K4 III	1.75	3.86	4.37	4.51	2.91 ± 0.15	5.11 ± 0.28	3
S13	K5 III	1.54	3.36	3.83	...	2.88 ± 0.14	4.44 ± 0.25	3
S14	G9 III	1.16	2.59	2.99	3.10	2.86 ± 0.17	3.53 ± 0.22	7
S15	O7 V	2.46	5.14	5.83	6.21	2.80 ± 0.08	7.03 ± 0.23	7
S16	K2 III	1.70	3.77	4.24	4.41	2.95 ± 0.15	5.01 ± 0.28	3
S17	G9 III	0.84	1.81	2.11	2.17	2.81 ± 0.20	2.48 ± 0.19	8
S18	K5 III	1.56	3.42	3.88	4.01	2.92 ± 0.15	4.58 ± 0.25	4
S19	K3 III	1.55	3.34	3.87	4.02	2.92 ± 0.15	4.52 ± 0.26	3
S20	K3 III	2.32	4.94	5.66	5.91	2.89 ± 0.18	6.75 ± 0.45	2
S21	G1 III	0.08	0.16	0.16	0.14	0.96 ± 0.57	0.42 ± 0.26	4
S22	K2 III	1.46	3.17	3.67	3.78	2.94 ± 0.15	4.29 ± 0.24	4
S23	K1 III	1.31	2.82	3.19	3.31	2.86 ± 0.17	3.75 ± 0.24	5
S24	G1 V	0.49	1.22	1.64	1.76	3.26 ± 0.42	1.90 ± 0.26	6
S25	K2 III	1.38	...	3.45	3.81	3.18 ± 0.14	4.39 ± 0.22	3
S26	B0 V(n)	2.56	5.06	5.74	6.02	2.66 ± 0.09	6.85 ± 0.26	5
S27a	B8-A2 V	0.96	2.07	2.41	2.53	2.77 ± 0.24	2.87 ± 0.27	6
S27b	B8-A2 V	1.18	2.00	...	2.43	2.33 ± 0.27	2.75 ± 0.34	1
S28	K2 III	1.48	3.30	3.78	3.89	2.97 ± 0.16	4.46 ± 0.26	4
S29	K3 III	1.41	...	...	3.59	2.88 ± 0.09	4.06 ± 0.16	3
S30	K2 III	1.16	2.64	2.99	3.14	2.89 ± 0.18	3.63 ± 0.25	5
S30a	G0-2 V	1.04	2.41	2.68	2.93	2.72 ± 0.20	3.21 ± 0.25	5
S30b	B7-A3 V	2.50	5.00	5.59	5.92	2.65 ± 0.14	6.69 ± 0.38	3

Continúa en la página siguiente

ID	SpT	E_{B-V}	E_{V-J}	E_{V-H}	E_{V-K_s}	R_V	A_V	N
S31	K0 III	1.28	2.89	3.28	3.34	2.79 ± 0.15	3.86 ± 0.23	6
S32	K3 III	1.89	4.11	4.70	4.84	2.90 ± 0.17	5.45 ± 0.34	3
S33	G8 III	1.34	3.03	3.53	3.69	2.87 ± 0.16	4.21 ± 0.25	4
S34	B1 V	2.49	5.46	6.24	6.65	2.83 ± 0.10	7.51 ± 0.28	4
S35	K0 III	1.42	2.98	3.44	3.57	2.79 ± 0.16	3.97 ± 0.25	3
S36	K3 III	1.69	3.74	4.16	4.31	2.88 ± 0.15	4.87 ± 0.28	3
S37	K2 III	1.41	3.06	3.42	3.55	2.85 ± 0.17	4.01 ± 0.25	3
S38	K2 III	1.36	3.11	3.50	3.62	2.92 ± 0.17	4.13 ± 0.25	4
S39	K2 III	1.45	3.07	3.44	3.62	2.82 ± 0.16	4.08 ± 0.25	3
S40	K0 III	1.66	3.56	3.99	4.17	2.87 ± 0.14	4.74 ± 0.26	3
S41	K2 III	1.43	3.05	3.43	3.59	2.85 ± 0.16	4.05 ± 0.26	3
S42	K2 III	1.90	4.14	4.66	4.87	2.90 ± 0.16	5.50 ± 0.32	3
S43	K3 III	1.84	3.99	4.50	4.63	2.85 ± 0.16	5.24 ± 0.32	2
S44	K0 III	1.46	3.07	3.44	3.62	2.80 ± 0.15	4.11 ± 0.23	4
S45	K3 V	0.24	0.49	0.69	0.72	1.87 ± 0.64	0.57 ± 0.20	6
S46	B0.5 V	2.58	5.09	5.77	6.12	2.67 ± 0.09	6.90 ± 0.26	5
S47	K2 III	1.56	...	...	3.95	2.90 ± 0.09	4.55 ± 0.19	2
S48	K2 III	1.59	3.49	3.88	4.06	2.89 ± 0.17	4.57 ± 0.28	3
S49	G9 III	0.77	1.79	2.03	2.08	2.57 ± 0.22	2.37 ± 0.21	7
S50	B1 V	2.27	4.80	5.39	5.73	2.68 ± 0.10	6.50 ± 0.25	6
S50b	K2 V	1.03	2.00	2.37	2.40	2.57 ± 0.18	2.77 ± 0.21	6
S51	K0 III	1.61	3.28	3.77	3.95	2.79 ± 0.17	4.48 ± 0.29	2
S52	A1 V	1.45	2.77	3.15	3.21	2.46 ± 0.11	3.73 ± 0.18	8
S53	K1 III	...	...	...	...	...	...	0
S54	K2 III	1.59	3.43	3.91	4.05	2.90 ± 0.16	4.59 ± 0.27	3
S55	G9 III	1.53	3.23	3.64	3.79	2.82 ± 0.15	4.28 ± 0.25	3
S60	K2 III	1.49	3.24	3.68	3.79	2.88 ± 0.18	4.31 ± 0.30	3
S60b	G9 III	1.56	...	...	4.01	3.17 ± 0.08	4.95 ± 0.17	3
S100	O5 V	2.85	5.75	6.50	6.93	2.73 ± 0.12	7.80 ± 0.34	3
S101	B1 V	2.33	4.65	5.42	5.84	2.75 ± 0.11	6.43 ± 0.26	5
S102	A1-2 V	2.01	3.91	4.54	4.88	2.66 ± 0.10	5.38 ± 0.23	5
S103	A3-4 V	1.61	3.49	3.90	4.13	2.71 ± 0.12	4.66 ± 0.22	6
S104	B0-1 V	2.40	4.86	5.44	5.74	2.70 ± 0.11	6.50 ± 0.27	5
S105	B0 V	2.32	4.71	5.30	5.65	2.70 ± 0.10	6.43 ± 0.25	6
S107	B2 V	2.24	4.73	5.33	5.63	2.80 ± 0.11	6.35 ± 0.26	5
S108	B1 V	2.12	4.08	4.60	4.90	2.61 ± 0.11	5.53 ± 0.25	4
S109	B1 I-III	2.59	5.11	5.79	6.10	2.67 ± 0.09	6.94 ± 0.25	5
S109b	K2 III	1.22	2.72	3.02	3.11	2.91 ± 0.18	3.54 ± 0.24	5
S110	B1 I-III	2.10	4.08	4.73	5.00	2.67 ± 0.08	5.66 ± 0.19	8
S111	B1 V(n)	2.32	4.88	5.41	5.78	2.75 ± 0.11	6.53 ± 0.27	5
S112	B0-1 III-V	2.09	4.32	4.91	5.17	2.63 ± 0.11	5.90 ± 0.26	6
S113	B0.5 V	2.43	4.72	5.29	5.62	2.61 ± 0.09	6.36 ± 0.25	6
S114	B0.5 V	2.39	4.84	5.41	5.77	2.64 ± 0.09	6.61 ± 0.25	6
S115	B1 V	2.45	5.02	5.58	...	2.68 ± 0.11	6.82 ± 0.29	3
S121	G8 III	0.86	1.90	2.12	2.21	2.93 ± 0.21	2.54 ± 0.20	7
S122	M1 III	1.44	3.18	3.60	3.83	2.89 ± 0.15	4.32 ± 0.24	5
S123	K5 I	1.28	4.32	4.88	5.20	3.59 ± 0.20	5.80 ± 0.34	4
S124	K3 III	1.18	2.92	3.35	3.43	3.04 ± 0.18	3.89 ± 0.25	6
S125	K4 III	1.16	2.76	3.07	3.20	2.95 ± 0.18	3.70 ± 0.24	5
S126	M1 I	2.12	5.50	6.09	6.50	3.49 ± 0.20	7.42 ± 0.47	1
S131	K2 III	1.10	2.88	3.16	3.29	2.85 ± 0.17	3.82 ± 0.24	5
S132	K0 III	0.81	1.84	2.04	2.14	2.98 ± 0.24	2.45 ± 0.21	6
S133	K0 III	0.75	2.14	2.38	2.52	1.27 ± 0.17	2.81 ± 0.20	5
S134	O5 V	2.44	4.77	5.36	5.72	2.65 ± 0.09	6.48 ± 0.23	6

Continúa en la página siguiente

ID	SpT	E_{B-V}	E_{V-J}	E_{V-H}	E_{V-K_s}	R_V	A_V	N
S135	B4 V	0.79	2.01	2.26	2.47	3.34 ± 0.37	2.63 ± 0.31	4
T1a	M9-L1	...	...	...	...	...	...	0
T1b	K5 III	0.97	6.18	7.69	8.48	9.37 ± 7.09	9.09 ± 7.59	1
T1c	M2-4 III	...	...	...	...	...	...	0
T1d	K1 III	2.44	5.19	6.02	6.31	2.95 ± 0.21	7.19 ± 0.57	1
T1e	M4 III	0.93	5.05	6.69	7.55	8.42 ± 6.76	7.83 ± 6.94	1
T1f	M2 III	1.98	4.06	4.60	4.95	2.79 ± 0.16	5.51 ± 0.35	2
T2a	K4 III	1.77	3.95	4.45	4.63	2.96 ± 0.14	5.22 ± 0.27	3
T2b	K0 III	1.89	4.10	4.57	4.78	2.87 ± 0.14	5.41 ± 0.29	3
T2c	M3 III	1.81	3.34	3.74	4.03	2.51 ± 0.12	4.54 ± 0.24	3
T2d	K3 III	1.79	4.03	4.58	4.76	3.00 ± 0.17	5.36 ± 0.32	3
T2e	B0.5 III-V	2.81	5.94	6.71	7.19	2.84 ± 0.09	8.08 ± 0.28	4
T2f	K2 III	1.78	4.06	4.54	4.98	3.06 ± 0.18	5.45 ± 0.34	3
T2g	YSO	...	...	...	...	...	...	0
T2h	K1 III	1.64	3.73	4.07	4.25	2.96 ± 0.18	4.86 ± 0.31	3
HD 134958	B1 IIIne	0.61	1.88	2.14	2.48	3.05 ± 0.40	2.71 ± 0.36	5
HD 135378	G8 III	0.15	0.34	0.36	0.35	1.66 ± 0.69	0.45 ± 0.22	6
F0	G8 III	1.78	3.89	4.40	4.75	2.96 ± 0.13	5.28 ± 0.26	3
F2 ^(a)	K1 III	-3.30	...	3.24	...	-0.95 ± 0.03	5.04 ± 0.19	2
F3	B1.5 III-V	2.01	4.25	4.82	5.15	2.73 ± 0.11	5.81 ± 0.25	7
F4	B7-A0 III	1.66	3.39	3.91	4.16	2.81 ± 0.17	4.67 ± 0.30	3
F6	A0-A5 IV	1.54	3.28	3.71	3.95	2.67 ± 0.15	4.46 ± 0.27	6
F7	B1 III-V	2.47	4.89	5.51	5.85	2.63 ± 0.10	6.58 ± 0.26	5
F10	B0.5 I-III	2.71	5.79	6.54	6.90	2.71 ± 0.09	7.84 ± 0.27	4

Fin de la Tabla D.2

Tabla D.3: Distancias heliocéntricas calculadas para las estrellas del Complejo RCW 91. La primera columna es el identificador de la estrella. La segunda columna es la distancia calculada con el módulo de distancia óptico (d_V), y la tercera columna es la distancia calculada con el módulo de distancia infrarrojo ($d_{4.8\mu\text{m}}$). La cuarta columna es la distancia calculada con la corrección de paralajes por el punto cero (d_{GaiaDR3}) con la prescripción de Maíz Apellániz (2022). La quinta y sexta columna corresponden a las distancias geométricas (d_{geo}) y foto-geométricas (d_{pgeo}), respectivamente, calculadas por Bailer-Jones et al. (2021).

ID	d_V (kpc)	$d_{4.8\mu\text{m}}$ (kpc)	d_{GaiaDR3} (kpc)	d_{geo} (kpc)	d_{pgeo} (kpc)
301	3.30 ± 0.73	4.16 ± 0.68	3.71 ± 1.02	3.92 ± 0.71	3.64 ± 0.51
302	4.72 ± 0.72	6.00 ± 0.98	4.08 ± 0.69	4.13 ± 0.35	4.19 ± 0.33
303	5.66 ± 0.77	6.41 ± 1.05	5.36 ± 1.08	6.12 ± 0.71	5.73 ± 0.58
303b	0.92 ± 0.12	0.54 ± 0.04	1.42 ± 0.10	1.41 ± 0.07	1.41 ± 0.08
304	5.54 ± 0.56	5.77 ± 0.21	5.70 ± 0.87	6.01 ± 0.63	5.89 ± 0.44
304b	3.58 ± 9.11	...	...	12.51 ± 4.50	9.34 ± 3.35
305	6.11 ± 0.90	8.28 ± 1.36	5.06 ± 0.70	5.26 ± 0.44	5.06 ± 0.47
306	4.79 ± 0.66	6.17 ± 1.01	5.06 ± 0.73	5.03 ± 0.42	4.89 ± 0.29
306b	2.62 ± 0.23	3.06 ± 0.32	2.25 ± 0.18	2.25 ± 0.09	2.27 ± 0.13
307	6.63 ± 0.71	9.21 ± 0.32	4.73 ± 0.60	4.84 ± 0.35	4.73 ± 0.33
308	4.94 ± 0.52	6.82 ± 0.40	4.63 ± 0.62	4.65 ± 0.38	4.54 ± 0.28
309	4.05 ± 0.51	5.11 ± 0.67	5.08 ± 0.75	5.26 ± 0.55	5.06 ± 0.47
462	5.69 ± 0.75	7.57 ± 0.27	5.60 ± 0.91	5.94 ± 0.56	5.44 ± 0.50

Continúa en la página siguiente

ID	d_V	$d_{4.8\mu\text{m}}$	d_{GaiaDR3}	d_{geo}	d_{pgeo}
462b	5.23 ± 0.81	6.90 ± 1.13	6.49 ± 1.52	6.34 ± 0.82	5.80 ± 1.09
474	4.11 ± 0.52	5.26 ± 0.98	5.07 ± 0.78	5.06 ± 0.48	4.83 ± 0.56
603	1.93 ± 0.22	2.30 ± 0.23	5.24 ± 2.83	5.05 ± 0.76	4.53 ± 0.67
604	5.85 ± 0.81	7.44 ± 1.39	4.64 ± 0.75	4.66 ± 0.46	4.79 ± 0.42
605	5.42 ± 0.65	6.89 ± 0.36	4.60 ± 0.66	4.68 ± 0.47	4.46 ± 0.52
606	5.86 ± 0.84	7.21 ± 1.34	5.11 ± 0.96	5.12 ± 0.68	4.97 ± 0.58
tgt10	2.51 ± 0.54	3.56 ± 0.24	...	...	...
tgt10b	6.75 ± 1.41	6.24 ± 1.63	2.41 ± 0.28	2.60 ± 0.16	2.56 ± 0.16
tgt10c	12.70 ± 3.23	14.76 ± 3.85	4.06 ± 0.75	4.09 ± 0.44	4.21 ± 0.48
tgt10d	3.58 ± 1.79	4.96 ± 1.30	4.04 ± 3.55	6.36 ± 4.34	3.51 ± 1.13
tgt14	0.61 ± 0.07	0.70 ± 0.05	1.06 ± 0.03	1.07 ± 0.02	1.07 ± 0.02
tgt14c	7.75 ± 1.06	10.74 ± 1.99	1.14 ± 0.05	1.15 ± 0.03	1.15 ± 0.02
tgt14d	1.49 ± 0.13	2.35 ± 0.38	1.37 ± 0.05	1.37 ± 0.03	1.37 ± 0.03
tgt16	3.00 ± 0.47	3.45 ± 0.23	0.76 ± 0.19	0.78 ± 0.08	0.81 ± 0.10
RSG0	3.20 ± 1.33	5.52 ± 1.47	4.61 ± 2.90	5.23 ± 1.38	3.46 ± 0.39
RSG1	6.80 ± 2.10	10.46 ± 2.73	3.90 ± 1.10	4.02 ± 0.85	3.82 ± 0.49
RSG2	5.70 ± 1.89	10.09 ± 2.63	14.37 ± 21.27	7.51 ± 2.56	5.03 ± 1.27
RSG3	6.76 ± 1.57	7.26 ± 1.90	3.51 ± 0.78	4.13 ± 0.61	4.00 ± 0.51
RSG4	11.44 ± 3.45	16.08 ± 4.19	3.77 ± 0.87	3.95 ± 0.61	3.90 ± 0.72
MN18A	13.02 ± 4.03	13.22 ± 3.45	20.31 ± 36.13	8.63 ± 3.38	5.93 ± 1.03
MN18B	...	10.70 ± 2.80	3.01 ± 2.26	8.78 ± 3.13	4.90 ± 1.10
RSG12	4.14 ± 1.09	6.36 ± 1.66	4.58 ± 2.09	5.26 ± 1.40	5.46 ± 1.53
RSG12b	6.79 ± 1.40	6.54 ± 1.71	2.00 ± 0.19	2.15 ± 0.11	2.14 ± 0.10
RSG13	9.48 ± 2.94	9.71 ± 2.54	4.38 ± 1.89	4.44 ± 1.13	3.65 ± 0.47
RSG14	5.75 ± 2.54	9.30 ± 2.43	9.74 ± 9.06	6.85 ± 1.61	5.24 ± 1.09
RSG14b	4.13 ± 0.85	1.81 ± 0.47	1.91 ± 0.16	1.98 ± 0.09	1.89 ± 0.08
RSG14c	6.06 ± 1.14	2.81 ± 0.73	1.95 ± 0.13	2.03 ± 0.08	2.02 ± 0.07
RSG15	7.28 ± 2.41	12.33 ± 3.22	4.84 ± 2.10	4.59 ± 1.10	4.47 ± 1.04
RSG15b	2.76 ± 0.39	2.88 ± 0.38	1.67 ± 0.08	1.66 ± 0.05	1.67 ± 0.05
RSG15c	1.78 ± 0.22	1.98 ± 0.26	1.76 ± 0.09	1.75 ± 0.05	1.77 ± 0.05
RSG16	8.54 ± 2.48	12.39 ± 3.24	4.39 ± 1.20	4.36 ± 0.82	4.19 ± 0.71
WR 67-3	...	...	2.85 ± 0.95	3.11 ± 0.50	2.93 ± 0.36
SC3	3.02 ± 0.39	3.77 ± 0.49	2.95 ± 0.24	3.09 ± 0.16	3.04 ± 0.11
Sapaki	4.87 ± 0.85	5.42 ± 0.19	4.11 ± 2.16	4.20 ± 0.72	3.89 ± 0.54
S1	4.30 ± 0.81	...	4.34 ± 3.49	4.95 ± 1.55	5.66 ± 1.30
S2	2.21 ± 0.32	2.63 ± 0.34	1.47 ± 0.42	1.50 ± 0.15	1.51 ± 0.15
S3	2.39 ± 0.42	2.86 ± 0.53	4.16 ± 1.15	4.32 ± 1.10	4.33 ± 1.07
S4	1.35 ± 0.20	1.35 ± 0.18	2.84 ± 0.27	2.88 ± 0.19	2.80 ± 0.18
S5	8.02 ± 1.77	8.66 ± 1.14	18.69 ± 32.29	7.77 ± 2.37	6.62 ± 1.95
S6	3.14 ± 0.52	4.59 ± 0.60	9.78 ± 5.83	8.25 ± 2.39	6.76 ± 1.79
S7	2.71 ± 0.42	2.65 ± 0.62	3.27 ± 0.40	3.32 ± 0.29	3.28 ± 0.29
S8	2.92 ± 0.44	3.33 ± 0.44	3.14 ± 0.34	3.18 ± 0.19	3.07 ± 0.20

Continúa en la página siguiente

ID	d_V	$d_{4.8\mu\text{m}}$	d_{GaiaDR3}	d_{geo}	d_{pgeo}
S9	2.65 ± 0.36	4.23 ± 0.80	3.00 ± 0.53	3.15 ± 0.49	3.28 ± 0.37
S10	1.60 ± 0.20	1.78 ± 0.12	1.48 ± 0.06	1.49 ± 0.03	1.47 ± 0.03
S11	3.31 ± 0.49	3.52 ± 0.46	2.29 ± 0.20	2.27 ± 0.14	2.24 ± 0.13
S12	5.18 ± 0.91	5.99 ± 0.79	5.59 ± 2.78	5.42 ± 1.51	4.82 ± 1.20
S13	8.48 ± 1.37	11.03 ± 1.45	3.70 ± 0.95	3.96 ± 0.77	3.85 ± 0.79
S14	2.44 ± 0.34	2.46 ± 0.33	1.95 ± 0.47	1.96 ± 0.18	2.09 ± 0.18
S15	5.17 ± 0.55	6.44 ± 0.24	5.76 ± 1.36	5.73 ± 1.24	5.30 ± 0.65
S16	3.86 ± 0.65	4.19 ± 0.78	6.01 ± 2.32	5.73 ± 1.51	5.27 ± 1.27
S17	2.44 ± 0.28	3.04 ± 0.41	1.17 ± 0.04	1.16 ± 0.02	1.16 ± 0.03
S18	6.58 ± 1.01	7.15 ± 0.94	4.41 ± 1.14	4.61 ± 0.93	4.19 ± 0.74
S19	5.17 ± 0.82	6.10 ± 1.14	3.22 ± 0.61	3.43 ± 0.54	3.09 ± 0.84
S20	4.77 ± 1.28	5.76 ± 0.76	3.28 ± 1.90	3.66 ± 1.16	3.43 ± 1.32
S21	1.99 ± 0.25	2.35 ± 0.31	0.34 ± 0.00	0.34 ± 0.00	0.34 ± 0.00
S22	4.20 ± 0.62	4.45 ± 0.83	3.80 ± 0.82	3.95 ± 0.70	3.74 ± 0.70
S23	3.87 ± 0.57	4.20 ± 0.79	2.56 ± 0.33	2.61 ± 0.28	2.68 ± 0.23
S24	0.57 ± 0.07	0.66 ± 0.06	0.97 ± 0.08	0.98 ± 0.02	0.97 ± 0.02
S25	4.27 ± 0.64	5.91 ± 0.79	2.76 ± 0.47	2.90 ± 0.37	2.95 ± 0.34
S26	5.71 ± 0.74	7.41 ± 0.52	10.00 ± 17.98	11.92 ± 3.70	9.67 ± 2.75
S27a	1.13 ± 0.15	1.18 ± 0.09	1.08 ± 0.04	1.08 ± 0.02	1.08 ± 0.02
S27b	1.80 ± 0.33	...	1.13 ± 0.06	1.14 ± 0.03	...
S28	5.07 ± 0.80	5.39 ± 1.01	3.13 ± 0.74	3.43 ± 0.89	3.13 ± 0.47
S29	7.07 ± 0.94	7.99 ± 1.50	3.42 ± 0.85	3.77 ± 1.06	3.38 ± 0.63
S30	4.99 ± 0.79	5.43 ± 1.02	3.25 ± 0.56	3.37 ± 0.55	3.12 ± 0.27
S30a	1.59 ± 0.20	1.56 ± 0.21	1.97 ± 0.44	2.15 ± 0.40	2.02 ± 0.32
S30b	2.98 ± 0.56	3.24 ± 0.41	4.57 ± 4.34	4.83 ± 2.88	6.81 ± 2.38
S31	3.66 ± 0.53	4.80 ± 0.66	2.34 ± 0.29	2.39 ± 0.23	2.52 ± 0.34
S32	6.47 ± 1.33	7.66 ± 1.44	12.75 ± 27.00	6.57 ± 2.51	5.70 ± 1.89
S33	3.21 ± 0.51	3.62 ± 0.48	3.21 ± 0.60	3.46 ± 0.52	3.06 ± 0.28
S34	3.72 ± 0.52	4.87 ± 0.49	...	...	...
S35	3.76 ± 0.61	3.95 ± 0.78	3.84 ± 14.63	5.56 ± 2.32	3.56 ± 1.00
S36	6.08 ± 1.05	5.69 ± 0.78	4.36 ± 1.67	4.96 ± 1.58	4.12 ± 1.21
S37	5.39 ± 0.87	5.49 ± 1.03	2.30 ± 0.32	2.33 ± 0.32	2.59 ± 0.27
S38	5.07 ± 0.79	5.02 ± 0.67	2.82 ± 0.48	3.00 ± 0.42	2.93 ± 0.31
S39	5.06 ± 0.82	6.00 ± 0.80	3.09 ± 0.57	3.22 ± 0.44	2.95 ± 0.29
S40	3.14 ± 0.51	3.49 ± 0.46	2.79 ± 0.51	2.89 ± 0.46	2.82 ± 0.47
S41	4.90 ± 0.80	6.26 ± 0.83	3.30 ± 0.67	3.41 ± 0.55	3.11 ± 0.41
S42	5.11 ± 0.98	6.95 ± 0.94	5.29 ± 4.16	5.37 ± 1.92	4.05 ± 1.77
S43	5.54 ± 1.14	6.68 ± 1.25	7.41 ± 4.95	6.50 ± 1.89	5.26 ± 1.05
S44	3.69 ± 0.54	3.63 ± 0.48	1.52 ± 0.70	1.78 ± 0.30	1.63 ± 0.29
S45	0.36 ± 0.04	0.18 ± 0.01	0.44 ± 0.03	0.44 ± 0.01	0.44 ± 0.01
S46	4.66 ± 0.61	7.14 ± 0.58	4.07 ± 0.82	3.97 ± 0.55	3.54 ± 0.76
S47	5.89 ± 0.74	6.44 ± 1.21	3.78 ± 1.36	4.09 ± 1.08	3.63 ± 0.72

Continúa en la página siguiente

ID	d_V	$d_{4.8\mu m}$	d_{GaiaDR3}	d_{geo}	d_{pgeo}
S48	5.92 ± 1.02	6.65 ± 1.23	7.33 ± 4.61	6.52 ± 2.10	5.00 ± 1.80
S49	5.01 ± 0.70	4.18 ± 0.59	1.30 ± 0.08	1.29 ± 0.06	1.29 ± 0.06
S50	4.89 ± 0.61	9.98 ± 1.79	5.32 ± 1.38	5.13 ± 0.97	4.79 ± 1.31
S50b	0.39 ± 0.04	0.17 ± 0.02	2.19 ± 0.26	2.22 ± 0.20	2.18 ± 0.19
S51	4.31 ± 0.62	4.62 ± 0.87	4.26 ± 1.51	4.65 ± 1.28	3.82 ± 0.46
S52	1.34 ± 0.13	1.46 ± 0.14	2.54 ± 0.22	2.56 ± 0.18	2.49 ± 0.14
S53	...	5.64 ± 1.06	2.42 ± 2.54	3.80 ± 1.98	...
S54	5.52 ± 0.88	5.92 ± 1.10	3.05 ± 0.78	3.37 ± 0.65	3.14 ± 0.39
S55	4.25 ± 0.68	5.10 ± 0.96	2.89 ± 0.66	3.07 ± 0.74	3.43 ± 0.45
S60	6.81 ± 1.21	6.59 ± 0.89	6.42 ± 3.96	6.07 ± 1.84	4.71 ± 1.49
S60b	3.87 ± 0.52	5.43 ± 1.03	3.53 ± 1.13	4.13 ± 0.93	4.20 ± 1.28
S100	5.38 ± 0.87	7.50 ± 0.27	5.19 ± 1.03	5.26 ± 0.62	5.06 ± 0.81
S101	8.63 ± 1.12	8.66 ± 0.90	3.25 ± 0.91	3.52 ± 1.02	3.02 ± 0.67
S102	2.40 ± 0.28	2.38 ± 0.27	8.87 ± 8.07	7.60 ± 2.88	6.75 ± 1.90
S103	1.46 ± 0.17	...	42.12 ± 814.21	7.16 ± 2.39	5.46 ± 1.25
S104	7.58 ± 1.01	9.24 ± 0.96	4.27 ± 1.34	4.80 ± 1.73	4.78 ± 0.86
S105	6.60 ± 0.83	8.24 ± 0.83	5.60 ± 1.35	5.62 ± 0.97	5.64 ± 0.85
S107	6.60 ± 0.82	7.41 ± 0.82	2.87 ± 0.62	3.19 ± 0.62	2.70 ± 0.51
S108	4.33 ± 0.50	5.32 ± 0.52	5.53 ± 1.06	5.45 ± 0.69	5.33 ± 0.67
S109	6.04 ± 0.76	7.19 ± 0.50	4.51 ± 0.87	4.67 ± 0.97	4.40 ± 0.74
S109b	4.07 ± 0.61	4.45 ± 0.83	2.39 ± 0.26	2.42 ± 0.22	2.39 ± 0.18
S110	5.36 ± 0.51	5.98 ± 0.40	6.89 ± 1.53	6.75 ± 0.96	6.29 ± 0.79
S111	4.69 ± 0.62	6.47 ± 0.64	3.54 ± 0.61	3.62 ± 0.51	3.46 ± 0.31
S112	7.90 ± 1.02	10.78 ± 1.18	7.85 ± 2.86	6.93 ± 1.76	6.10 ± 1.30
S113	3.99 ± 0.46	5.25 ± 0.56	5.37 ± 1.09	5.34 ± 0.65	4.94 ± 0.61
S114	5.32 ± 0.67	7.52 ± 0.75	4.04 ± 0.78	4.31 ± 1.00	3.60 ± 0.36
S115	5.66 ± 0.65	7.76 ± 0.78	7.66 ± 3.56	6.91 ± 1.92	6.67 ± 1.32
S121	1.15 ± 0.14	1.21 ± 0.22	1.54 ± 0.08	1.57 ± 0.04	1.56 ± 0.04
S122	3.68 ± 0.55	3.86 ± 0.50	2.79 ± 0.81	2.88 ± 0.49	2.99 ± 0.64
S123	10.90 ± 3.27	16.38 ± 4.27	5.95 ± 2.09	5.71 ± 1.21	5.42 ± 1.31
S124	2.37 ± 0.36	2.83 ± 0.37	2.82 ± 0.24	2.84 ± 0.16	2.80 ± 0.16
S125	3.46 ± 0.53	3.92 ± 0.51	3.61 ± 0.42	3.68 ± 0.25	3.60 ± 0.26
S126	14.95 ± 6.39	14.88 ± 3.88	12.37 ± 27.40	6.97 ± 2.90	4.85 ± 1.29
S131	2.59 ± 0.39	2.46 ± 0.32	3.33 ± 1.01	3.32 ± 0.59	3.27 ± 0.52
S132	1.73 ± 0.21	1.83 ± 0.24	1.50 ± 0.17	1.52 ± 0.06	1.52 ± 0.05
S133	2.27 ± 0.28	2.42 ± 0.45	2.13 ± 0.14	2.13 ± 0.10	2.12 ± 0.09
S134	6.01 ± 0.63	7.36 ± 0.26	5.05 ± 0.78	4.81 ± 0.46	4.89 ± 0.67
S135	0.91 ± 0.12	1.09 ± 0.11	1.14 ± 0.30	1.19 ± 0.11	1.16 ± 0.10
T1a	...	...	0.34 ± 0.16	0.92 ± 0.39	8.66 ± 1.67
T1b	6.34 ± 22.20	6.06 ± 0.79	0.34 ± 0.32	2.90 ± 1.33	5.87 ± 1.67
T1c	...	7.23 ± 1.34	...	...	...
T1d	3.74 ± 1.20	4.68 ± 0.88	1.89 ± 0.74	2.34 ± 0.82	2.66 ± 0.47

Continúa en la página siguiente

ID	d_V	$d_{4.8\ \mu\text{m}}$	d_{GaiaDR3}	d_{geo}	d_{pgeo}
T1e	12.88 ± 41.26	9.96 ± 1.85	...	...	...
T1f	6.08 ± 1.35	6.51 ± 1.21	3.68 ± 1.06	3.83 ± 0.79	3.61 ± 0.77
T2a	3.74 ± 0.63	4.43 ± 0.58	4.06 ± 0.90	4.13 ± 0.72	3.93 ± 0.65
T2b	3.34 ± 0.59	3.81 ± 0.51	3.46 ± 1.57	3.88 ± 1.16	3.18 ± 1.16
T2c	6.49 ± 1.01	6.68 ± 0.87	4.36 ± 2.90	4.66 ± 1.76	4.76 ± 1.75
T2d	5.94 ± 1.14	7.14 ± 1.33	3.15 ± 1.39	3.85 ± 1.08	2.88 ± 0.87
T2e	4.24 ± 0.59	4.44 ± 0.44	4.13 ± 1.85	4.69 ± 1.64	3.80 ± 0.79
T2f	5.55 ± 1.10	6.22 ± 1.18	3.04 ± 1.52	3.92 ± 1.20	3.14 ± 0.43
T2g	...	...	9.83 ± 9.74	6.96 ± 1.97	5.10 ± 1.69
T2h	5.07 ± 0.96	6.08 ± 1.16	3.20 ± 1.02	3.42 ± 0.86	3.95 ± 0.57
HD 134958	0.70 ± 0.13	1.03 ± 0.14	0.90 ± 0.06	0.90 ± 0.03	0.89 ± 0.03
HD 135378	0.56 ± 0.08	0.55 ± 0.07	0.44 ± 0.02	0.44 ± 0.01	0.44 ± 0.01
F0	1.56 ± 0.25	1.98 ± 0.28	3.00 ± 0.36	3.02 ± 0.28	3.14 ± 0.28
F2	3.45 ± 0.66	5.19 ± 0.99	3.36 ± 1.79	4.29 ± 1.40	3.25 ± 1.03
F3	5.84 ± 0.73	6.21 ± 0.43	5.18 ± 1.27	5.28 ± 1.16	4.30 ± 0.45
F4	3.23 ± 0.41	3.04 ± 0.42	6.76 ± 2.64	6.08 ± 1.40	6.27 ± 1.08
F6	1.50 ± 0.20	1.59 ± 0.11	2.92 ± 0.34	2.85 ± 0.26	2.99 ± 0.31
F7	8.96 ± 1.14	11.64 ± 1.21	5.53 ± 2.31	5.52 ± 1.85	4.74 ± 0.59
F10	6.45 ± 1.06	7.95 ± 1.06	5.36 ± 1.45	5.28 ± 1.28	4.89 ± 0.86

Fin de la Tabla D.3

Tabla D.4: Velocidades radiales de las estrellas en el Complejo RCW 91. La primera columna es el identificador de la estrella. La segunda columna es la velocidad radial determinada con el ajuste Gaussiano línea por línea ($V_{r,\text{GFit}}$), y la tercera columna el número de líneas utilizadas en el ajuste (N_{GFit}). La cuarta columna es la velocidad radial determinada con la técnica de correlación cruzada ($V_{r,\text{XCor}}$), la quinta columna es la estrella de referencia utilizada en la correlación cruzada, y la sexta columna corresponde al estudio de donde fue obtenida la velocidad radial de la estrella de referencia.

Referencias. B22: [Banyard et al. \(2022\)](#), H70: [Hube \(1970\)](#), K23: [Katz et al. \(2023\)](#), S11: [Sota et al. \(2011\)](#).

^(a) El valor de $V_{r,\text{XCor}}$ corresponde a la velocidad radial de Gaia DR3 corregida con la prescripción de [Katz et al. \(2023\)](#). No quiere decir que la fuente haya sido correlacionada consigo misma.

ID	$V_{r,\text{GFit}}$ (km s ⁻¹)	N_{GFit}	$V_{r,\text{XCor}}$ (km s ⁻¹)	Templ. $V_{r,\text{XCor}}$	Ref. $V_{r,\text{XCor}}$
301	-27.8 ± 39.1	20	-27.1 ± 6.2	HD 190066	GOSC
302	-36.4 ± 43.7	16	-32.8 ± 4.6	HD 190066	GOSC
303	-63.3 ± 42.4	17	-63.7 ± 4.5	HD 190066	GOSC
303b	...	...	...	...	...
304	-89.6 ± 58.3	9	-92.9 ± 6.9	HD 16691	GOSC
304b	-85.2 ± 16.8	18	-93.7 ± 1.3	S2	K23
305	-47.9 ± 46.7	14	-51.5 ± 6.7	HD 215733	GOSC
306	-39.9 ± 42.6	17	-39.6 ± 7.2	HD 86606	GOSC
306b	-32.3 ± 55.3	10	-35.3 ± 6.7	HD 1064	H70
307	-35.0 ± 48.5	13	-30.7 ± 6.1	15 Sgr	GOSC
308	-50.2 ± 78.1	5	-67.7 ± 9.5	HD 135591	GOSC

Continúa en la página siguiente

ID	$V_{r,\text{GFit}}$	N_{GFit}	$V_{r,\text{XCor}}$	Templ. $V_{r,\text{XCor}}$	Ref. $V_{r,\text{XCor}}$
309	-51.7 ± 50.5	12	-40.5 ± 6.9	HD 215733	GOSC
462	-98.5 ± 78.3	5	-82.5 ± 13.6	HD 115455	GOSC
462b	-112.7 ± 66.1	7	-109.8 ± 10.3	HD 86606	GOSC
474	-49.4 ± 55.4	10	-63.9 ± 8.4	HD 215733	GOSC
603	-51.6 ± 55.3	10	-50.3 ± 18.1	HD 1064	H70
604	-51.7 ± 48.5	13	-51.6 ± 5.4	HD 215733	GOSC
605	-70.3 ± 52.7	11	-82.4 ± 5.2	ALS 15125	GOSC
606	-51.1 ± 50.5	12	-49.6 ± 8.6	HD 86606	GOSC
tgt10	...	...	...	...	...
tgt10b	-11.6 ± 16.3	19	-26.1 ± 3.0	MN18A	K23
tgt10c	-24.5 ± 16.3	19	-39.0 ± 1.6	MN18A	K23
tgt10d	-3.2 ± 18.3	15	-4.6 ± 2.2	MN18A	K23
tgt14	-34.9 ± 31.9	5	-0.7 ± 11.9	NGC 6231 194	B22
tgt14c	1.7 ± 18.3	15	-0.9 ± 1.2	RSG15b	K23
tgt14d	-35.8 ± 31.9	5	-1.5 ± 16.8	NGC 6231 194	B22
tgt16	...	...	-64.0 ± 33.0	NGC 6231 194	B22
RSG0	-30.4 ± 16.8	18	-44.1 ± 1.2	MN18A	K23
RSG1	9.7 ± 16.3	19	0.0 ± 1.2	MN18A	K23
RSG2	-75.1 ± 16.3	19	-77.9 ± 0.9	MN18A	K23
RSG3	-34.9 ± 16.3	19	-44.9 ± 1.8	MN18A	K23
RSG4	-69.1 ± 16.3	19	-73.5 ± 1.8	MN18A	K23
MN18A	-47.5 ± 16.8	18	-61.4 ± 1.5	MN18A	K23
MN18B	-54.4 ± 19.8	13	-63.9 ± 2.4	MN18A	K23
RSG12	-51.1 ± 16.3	19	-56.8 ± 3.0	MN18A	K23
RSG12b	3.4 ± 16.8	18	-1.8 ± 1.5	MN18A	K23
RSG13	-11.9 ± 16.8	18	-22.2 ± 0.7	MN18A	K23
RSG14	-21.4 ± 17.8	16	-26.8 ± 0.6	MN18A	K23
RSG14b	-38.8 ± 17.8	16	-59.6 ± 2.0	MN18A	K23
RSG14c	-62.0 ± 18.3	15	-82.5 ± 2.0	MN18A	K23
RSG15	-67.7 ± 17.3	17	-71.6 ± 0.7	MN18A	K23
RSG15b	-3.3 ± 17.8	16	3.0 ± 1.2	RSG15b	K23
RSG15c	-59.1 ± 18.4	15	-58.8 ± 2.7	RSG15b	K23
RSG16	-40.7 ± 16.8	18	-52.9 ± 1.6	MN18A	K23
WR 67-3	...	...	...	...	...
SC3	-63.2 ± 25.1	22	-63.3 ± 6.0	HD 190066	GOSC
Sapaki	-60.0 ± 17.6	12	-65.7 ± 2.8	Schulte 22A	GOSC
S1	-56.8 ± 25.6	8	-54.0 ± 7.4	NGC 6231 194	B22
S2	-72.0 ± 13.7	27	-83.0 ± 1.8	S2	K23
S3	14.1 ± 15.6	21	14.3 ± 1.4	S2	K23
S4	-13.4 ± 15.6	21	-19.0 ± 1.4	S2	K23
S5	-1.0 ± 17.3	17	7.0 ± 2.2	S2	K23
S6	-54.6 ± 15.2	22	-54.2 ± 1.3	S2	K23

Continúa en la página siguiente

ID	$V_{r,\text{GFit}}$	N_{GFit}	$V_{r,\text{XCor}}$	Templ. $V_{r,\text{XCor}}$	Ref. $V_{r,\text{XCor}}$
S7	-64.1 ± 15.2	22	-71.8 ± 2.5	S2	K23
S8	-38.8 ± 14.9	23	-34.7 ± 2.0	S2	K23
S9	-55.6 ± 15.2	22	-65.9 ± 1.4	S2	K23
S10	-27.8 ± 25.2	8	-27.0 ± 9.0	NGC 6231 194	B22
S11	6.6 ± 14.0	26	-1.1 ± 3.1	S2	K23
S12	-61.7 ± 14.3	25	-68.8 ± 1.7	S2	K23
S13	-36.2 ± 14.9	23	-33.3 ± 1.6	S2	K23
S14	-47.0 ± 14.0	26	-58.4 ± 1.5	S2	K23
S15	-60.7 ± 20.6	12	-88.4 ± 5.7	HD 152314	B22
S16	-71.3 ± 14.6	24	-88.7 ± 1.3	S2	K23
S17	5.7 ± 15.9	20	0.2 ± 3.4	S2	K23
S18	-18.7 ± 14.9	23	-22.2 ± 1.8	S2	K23
S19	-31.7 ± 15.6	21	-38.0 ± 0.9	S2	K23
S20	-71.4 ± 15.2	22	-88.1 ± 3.0	S2	K23
S21	48.1 ± 15.9	20	47.9 ± 2.5	S2	K23
S22	26.1 ± 16.8	18	7.0 ± 0.9	S2	K23
S23	-13.7 ± 14.9	23	-22.0 ± 1.8	S2	K23
S24	5.3 ± 15.6	21	10.1 ± 7.3	S24	K23
S25	-63.9 ± 15.2	22	-72.6 ± 1.1	S2	K23
S26	-62.5 ± 29.9	6	-35.1 ± 18.7	NGC 6231 194	B22
S27a	-44.6 ± 32.0	5	-20.5 ± 15.3	NGC 6231 194	B22
S27b	-41.1 ± 31.9	5	-23.5 ± 14.6	NGC 6231 194	B22
S28	-14.7 ± 15.2	22	-27.7 ± 1.8	S2	K23
S29	-46.8 ± 15.2	22	-55.9 ± 1.3	S2	K23
S30	-38.5 ± 15.9	20	-37.7 ± 1.4	S2	K23
S30a	-20.2 ± 21.7	11	-9.1 ± 3.4	S24	K23
S30b	-110.8 ± 32.3	5	-72.9 ± 19.2	NGC 6231 194	B22
S31	-32.9 ± 15.2	22	-40.9 ± 2.4	S2	K23
S32	-51.2 ± 14.9	23	-50.4 ± 1.5	S2	K23
S33	-41.3 ± 15.2	22	-40.8 ± 1.9	S2	K23
S34	-57.3 ± 25.3	8	-104.8 ± 12.0	NGC 6231 194	B22
S35	-109.1 ± 15.9	20	-122.1 ± 3.5	S2	K23
S36	-33.1 ± 16.8	18	-39.7 ± 1.3	S2	K23
S37	-34.3 ± 15.2	22	-37.3 ± 1.2	S2	K23
S38	10.3 ± 15.2	22	7.7 ± 2.4	S2	K23
S39	-58.5 ± 14.0	26	-67.4 ± 1.7	S2	K23
S40	-39.9 ± 16.8	18	-35.8 ± 2.4	S2	K23
S41	-13.8 ± 15.5	21	-26.4 ± 1.5	S2	K23
S42	-43.4 ± 15.9	20	-52.8 ± 1.5	S2	K23
S43	-48.2 ± 15.9	20	-58.2 ± 1.4	S2	K23
S44	21.6 ± 14.9	23	5.4 ± 2.0	S2	K23
S45	27.8 ± 15.5	21	44.3 ± 6.7	S45	K23

Continúa en la página siguiente

ID	$V_{r,\text{GFit}}$	N_{GFit}	$V_{r,\text{XCor}}$	Templ. $V_{r,\text{XCor}}$	Ref. $V_{r,\text{XCor}}$
S46	-53.7 ± 29.4	6	-56.6 ± 16.0	NGC 6231 194	B22
S47	-16.4 ± 17.3	17	-26.3 ± 3.7	S2	K23
S48	-108.8 ± 15.9	20	-111.7 ± 1.7	S2	K23
S49	22.8 ± 13.7	27	2.3 ± 2.4	S2	K23
S50	-59.1 ± 27.6	7	-88.2 ± 16.6	NGC 6231 194	B22
S50b	28.5 ± 16.3	19	42.2 ± 3.7	S45	K23
S51	-57.4 ± 14.3	25	-56.1 ± 2.8	S2	K23
S52	-32.9 ± 35.9	4	-18.9 ± 10.7	NGC 6231 194	B22
S53	-50.8 ± 17.3	17	-56.7 ± 1.4	S2	K23
S54	-33.7 ± 14.9	23	-36.3 ± 2.0	S2	K23
S55	-72.8 ± 15.3	22	-78.2 ± 1.3	S2	K23
S60	-50.8 ± 15.2	22	-57.2 ± 1.9	S2	K23
S60b	-68.7 ± 16.8	18	-64.1 ± 2.5	S2	K23
S100	-55.7 ± 24.0	9	-63.6 ± 7.1	HD 152314	B22
S101	-41.1 ± 25.5	8	-41.4 ± 9.8	NGC 6231 194	B22
S102	-46.9 ± 29.9	6	-30.8 ± 18.3	NGC 6231 194	B22
S103	-29.8 ± 32.0	5	-33.7 ± 20.8	NGC 6231 194	B22
S104	-35.5 ± 36.6	4	0.4 ± 8.9	NGC 6231 194	B22
S105	-61.0 ± 25.7	8	-74.0 ± 11.5	NGC 6231 194	B22
S107	-87.2 ± 21.2	8	-67.0 ± 10.9	NGC 6231 194	B22
S108	-53.0 ± 24.0	9	-73.0 ± 12.0	NGC 6231 194	B22
S109	-57.9 ± 32.0	5	-99.9 ± 13.9	NGC 6231 194	B22
S109b	-44.6 ± 16.8	18	-50.0 ± 2.2	RSG15b	K23
S110	-63.5 ± 22.7	10	-110.9 ± 13.2	NGC 6231 194	B22
S111	-68.3 ± 25.6	8	-81.7 ± 11.0	NGC 6231 194	B22
S112	-20.8 ± 29.5	6	-84.4 ± 12.3	NGC 6231 194	B22
S113	-62.6 ± 22.7	10	-74.1 ± 12.2	NGC 6231 194	B22
S114	-20.8 ± 27.1	7	-36.4 ± 13.8	NGC 6231 194	B22
S115	-66.7 ± 23.1	10	-105.8 ± 11.1	NGC 6231 194	B22
S121	-17.7 ± 17.8	16	-34.2 ± 1.5	RSG15b	K23
S122	51.6 ± 18.3	15	49.6 ± 2.0	RSG15b	K23
S123	-73.0 ± 15.9	20	-96.1 ± 1.3	MN18A	K23
S124	4.0 ± 17.3	17	0.0 ± 2.3	RSG15b	K23
S125	-19.2 ± 17.8	16	-21.2 ± 1.4	RSG15b	K23
S126	-55.0 ± 16.8	18	-64.6 ± 1.5	MN18A	K23
S131	-52.5 ± 17.8	16	-64.9 ± 1.2	RSG15b	K23
S132	-34.5 ± 16.8	18	-54.6 ± 1.7	RSG15b	K23
S133	-26.3 ± 16.8	18	-44.0 ± 1.5	RSG15b	K23
S134	-61.0 ± 21.7	12	-74.1 ± 13.0	HD 152314	B22
S135	22.1 ± 27.1	7	22.3 ± 14.0	NGC 6231 194	B22
T1a	...	...	...	...	...
T1b	-69.4 ± 16.0	20	-78.2 ± 0.8	S2	K23

Continúa en la página siguiente

ID	$V_{r,\text{GFit}}$	N_{GFit}	$V_{r,\text{XCor}}$	Templ. $V_{r,\text{XCor}}$	Ref. $V_{r,\text{XCor}}$
T1c	-41.3 ± 19.1	14	-39.6 ± 1.8	S2	K23
T1d	-40.8 ± 16.4	19	-42.3 ± 6.5	S2	K23
T1e	-44.1 ± 19.1	14	-52.1 ± 0.9	S2	K23
T1f	-50.9 ± 15.9	20	-56.0 ± 1.0	S2	K23
T2a	-41.7 ± 14.9	23	-43.8 ± 1.8	S2	K23
T2b	-58.0 ± 15.6	21	-61.2 ± 1.7	S2	K23
T2c	-12.8 ± 19.1	14	-13.0 ± 0.7	S2	K23
T2d	6.5 ± 19.8	13	-1.7 ± 1.0	S2	K23
T2e	-51.5 ± 21.5	11	-99.7 ± 18.0	NGC 6231 194	B22
T2f	-3.0 ± 19.8	13	-16.4 ± 1.4	S2	K23
T2g	-51.9 ± 35.6	4	...	...	...
T2h	-30.7 ± 16.8	18	-44.4 ± 1.5	S2	K23
HD 134958	...	...	...	...	...
HD 135378	-22.7 ± 17.4	17	22.5 ± 6.5	S2	K23
F0	23.4 ± 11.1	22	18.5 ± 1.9	S2	K23
F2	1.1 ± 11.1	22	-29.3 ± 1.7	S2	K23
F3	-51.8 ± 16.6	10	-29.3 ± 13.1	NGC 6231 194	B22
F4	-0.6 ± 21.4	6	-4.0 ± 22.6	NGC 6231 194	B22
F6	-35.4 ± 21.3	6	-31.9 ± 32.2	NGC 6231 194	B22
F7	-26.9 ± 18.5	8	-69.0 ± 10.7	NGC 6231 194	B22
F10	-37.7 ± 18.6	8	-80.3 ± 17.5	NGC 6231 194	B22

Fin de la Tabla D.4

Tabla D.5: Velocidades peculiares de las estrellas en el Complejo RCW 91. La primera columna es el identificador de la estrella. La segunda columna es la velocidad peculiar tangencial ($V_{t,\text{pec}}$) determinada a partir de los movimientos propios de Gaia DR2, mientras que la tercera columna es $V_{t,\text{pec}}$ calculada a partir de los datos de Gaia DR3 (o VIRAC2 si aplica). La cuarta columna es el módulo de la velocidad peculiar radial ($V_{r,\text{pec}}$) calculada con la velocidad radial del ajuste Gaussiano línea por línea. La quinta columna es la velocidad espacial (V_S) calculada con $V_{t,\text{pec}}$ de Gaia DR3 y $V_{r,\text{pec}}$ del ajuste Gaussiano. La sexta columna es el módulo de $V_{r,\text{pec}}$ calculada con la técnica de correlación cruzada, mientras que la séptima columna es V_S calculada con $V_{t,\text{pec}}$ de Gaia DR3 y $V_{r,\text{pec}}$ de la correlación cruzada.

ID	Gaia DR2	Gaia DR3	Gaia DR3 + GFit		Gaia DR3 + XCor	
	$V_{t,\text{pec}}$ (km s ⁻¹)	$V_{t,\text{pec}}$ (km s ⁻¹)	$V_{r,\text{pec}}$ (km s ⁻¹)	V_S (km s ⁻¹)	$V_{r,\text{pec}}$ (km s ⁻¹)	V_S (km s ⁻¹)
301	15.8 ± 4.0	15.9 ± 3.6	26.6 ± 39.1	31.0 ± 39.3	27.3 ± 6.2	31.6 ± 7.2
302	10.5 ± 3.1	11.8 ± 2.0	40.0 ± 43.7	41.7 ± 43.7	43.6 ± 4.6	45.2 ± 5.0
303	7.9 ± 2.9	3.0 ± 0.9	22.0 ± 42.4	22.2 ± 42.4	21.6 ± 4.5	21.8 ± 4.6
303b	12.0 ± 1.6	11.9 ± 1.6	...	...	...	...
304	8.3 ± 3.1	10.4 ± 1.2	5.1 ± 58.3	11.6 ± 58.3	8.4 ± 6.9	13.4 ± 7.0
304b	...	14.5 ± 37.0	26.0 ± 16.8	29.8 ± 40.6	34.5 ± 1.3	37.4 ± 37.0
305	16.6 ± 3.6	15.1 ± 2.3	39.2 ± 46.7	42.0 ± 46.8	35.6 ± 6.7	38.7 ± 7.1
306	6.2 ± 1.7	7.5 ± 1.2	37.5 ± 42.6	38.2 ± 42.6	37.8 ± 7.2	38.5 ± 7.3

Continúa en la página siguiente

ID	Gaia DR2	Gaia DR3	Gaia DR3 + GFit		Gaia DR3 + XCor	
	$V_{t,pec}$	$V_{t,pec}$	$V_{r,pec}$	V_S	$V_{r,pec}$	V_S
306b	8.2 ± 1.1	8.2 ± 0.9	10.1 ± 55.3	13.0 ± 55.3	7.1 ± 6.7	10.8 ± 6.8
307	29.3 ± 4.4	25.3 ± 2.8	51.7 ± 48.5	57.6 ± 48.6	56.0 ± 6.1	61.4 ± 6.7
308	6.1 ± 2.2	7.3 ± 1.0	28.8 ± 78.1	29.7 ± 78.1	11.3 ± 9.5	13.5 ± 9.6
309	14.2 ± 2.6	16.3 ± 2.1	15.1 ± 50.5	22.2 ± 50.5	26.3 ± 6.9	30.9 ± 7.2
462	12.8 ± 3.0	8.7 ± 1.4	12.9 ± 78.3	15.6 ± 78.3	3.1 ± 13.6	9.2 ± 13.7
462b	3.3 ± 2.6	7.6 ± 1.6	30.7 ± 66.1	31.6 ± 66.1	27.8 ± 10.3	28.8 ± 10.4
474	12.6 ± 2.1	12.8 ± 1.7	18.5 ± 55.4	22.5 ± 55.4	4.0 ± 8.4	13.4 ± 8.6
603	8.8 ± 1.2	8.8 ± 1.1	21.3 ± 55.3	23.0 ± 55.3	20.0 ± 18.1	21.9 ± 18.1
604	7.8 ± 2.3	7.9 ± 1.5	34.9 ± 48.5	35.8 ± 48.5	35.0 ± 5.4	35.9 ± 5.6
605	8.3 ± 2.8	9.1 ± 1.4	13.3 ± 52.7	16.1 ± 52.7	1.2 ± 5.2	9.2 ± 5.4
606	8.2 ± 2.9	7.7 ± 1.6	35.2 ± 50.5	36.0 ± 50.5	36.7 ± 8.6	37.5 ± 8.7
tgt10	...	16.9 ± 6.9	...	...	...	...
tgt10b	130.8 ± 28.4	117.2 ± 24.6	75.1 ± 16.3	139.2 ± 29.5	60.6 ± 3.0	131.9 ± 24.8
tgt10c	193.9 ± 50.9	216.5 ± 55.2	25.1 ± 16.3	218.0 ± 57.6	39.6 ± 1.6	220.1 ± 55.2
tgt10d	53.3 ± 27.5	54.8 ± 27.6	56.1 ± 18.3	78.4 ± 33.1	54.7 ± 2.2	77.4 ± 27.7
tgt14	14.3 ± 1.6	15.0 ± 1.7	26.2 ± 31.9	30.2 ± 31.9	8.0 ± 11.9	17.0 ± 12.0
tgt14c	80.2 ± 11.7	66.5 ± 9.1	80.6 ± 18.3	104.5 ± 20.4	78.0 ± 1.2	102.5 ± 9.2
tgt14d	13.9 ± 1.4	12.7 ± 1.1	13.0 ± 31.9	18.2 ± 31.9	21.3 ± 16.8	24.8 ± 16.8
tgt16	38.5 ± 7.0	26.7 ± 4.7	...	...	14.8 ± 33.0	30.5 ± 33.3
RSG0	35.4 ± 15.6	28.7 ± 12.0	22.3 ± 16.8	36.3 ± 20.6	8.6 ± 1.2	30.0 ± 12.1
RSG1	71.4 ± 22.9	55.9 ± 17.4	96.2 ± 16.3	111.3 ± 23.8	86.5 ± 1.2	103.0 ± 17.4
RSG2	80.7 ± 27.8	71.0 ± 23.8	10.5 ± 16.3	71.8 ± 28.8	7.7 ± 0.9	71.4 ± 23.8
RSG3	128.3 ± 30.3	125.0 ± 29.1	51.8 ± 16.3	135.3 ± 33.4	41.8 ± 1.8	131.8 ± 29.2
RSG4	155.6 ± 48.0	162.6 ± 49.2	50.4 ± 16.3	170.2 ± 51.8	54.8 ± 1.8	171.6 ± 49.2
MN18A	34.3 ± 19.2	64.8 ± 21.1	52.5 ± 16.8	83.4 ± 27.0	66.4 ± 1.5	92.8 ± 21.2
MN18B	...	...	54.6 ± 19.8	...	64.1 ± 2.4	...
RSG12	27.1 ± 8.1	24.9 ± 6.7	17.2 ± 16.3	30.3 ± 17.6	11.5 ± 3.0	27.4 ± 7.3
RSG12b	128.8 ± 26.7	122.8 ± 25.3	90.0 ± 16.8	152.2 ± 30.4	84.8 ± 1.5	149.2 ± 25.3
RSG13	227.3 ± 71.4	209.3 ± 65.1	40.4 ± 16.8	213.2 ± 67.2	30.1 ± 0.7	211.5 ± 65.1
RSG14	109.8 ± 49.2	88.8 ± 39.4	64.3 ± 17.8	109.6 ± 43.2	58.9 ± 0.6	106.6 ± 39.4
RSG14b	26.7 ± 6.4	28.9 ± 6.0	29.3 ± 17.8	41.2 ± 18.8	8.5 ± 2.0	30.1 ± 6.3
RSG14c	329.0 ± 62.3	332.4 ± 62.8	24.8 ± 18.3	333.3 ± 65.4	4.3 ± 2.0	332.4 ± 62.8
RSG15	46.7 ± 17.9	45.1 ± 15.4	15.6 ± 17.3	47.7 ± 23.2	11.7 ± 0.7	46.6 ± 15.4
RSG15b	32.0 ± 4.6	32.0 ± 4.6	41.5 ± 17.8	52.4 ± 18.4	47.8 ± 1.2	57.5 ± 4.8
RSG15c	9.0 ± 1.2	8.6 ± 1.1	31.5 ± 18.4	32.7 ± 18.4	31.2 ± 2.7	32.4 ± 2.9
RSG16	135.2 ± 40.1	129.9 ± 37.9	27.4 ± 16.8	132.8 ± 41.5	15.2 ± 1.6	130.8 ± 37.9
WR 67-3	...	...	...	...	...	...
SC3	9.4 ± 1.7	11.3 ± 1.5	13.5 ± 25.1	17.6 ± 25.1	13.6 ± 6.0	17.7 ± 6.2
Sapaki	0.8 ± 4.8	7.0 ± 1.9	18.4 ± 17.6	19.7 ± 17.7	12.7 ± 2.8	14.5 ± 3.4
S1	11.5 ± 10.5	11.5 ± 4.8	14.0 ± 25.6	18.1 ± 26.0	16.8 ± 7.4	20.4 ± 8.8
S2	22.2 ± 4.1	17.4 ± 2.7	36.8 ± 13.7	40.7 ± 14.0	47.8 ± 1.8	50.9 ± 3.2

Continúa en la página siguiente

ID	Gaia DR2	Gaia DR3	Gaia DR3 + GFit		Gaia DR3 + XCor	
	$V_{t,pec}$	$V_{t,pec}$	$V_{r,pec}$	V_S	$V_{r,pec}$	V_S
S3	9.5 ± 3.2	8.0 ± 1.7	52.5 ± 15.6	53.1 ± 15.7	52.7 ± 1.4	53.3 ± 2.2
S4	6.4 ± 1.3	5.3 ± 0.8	7.1 ± 15.6	8.9 ± 15.6	1.5 ± 1.4	5.5 ± 1.6
S5	79.3 ± 21.5	65.3 ± 15.1	74.9 ± 17.3	99.4 ± 23.0	82.9 ± 2.2	105.5 ± 15.3
S6	1.4 ± 3.3	7.2 ± 1.6	3.0 ± 15.2	7.8 ± 15.3	2.6 ± 1.3	7.7 ± 2.1
S7	25.6 ± 4.3	24.4 ± 3.8	20.0 ± 15.2	31.5 ± 15.7	27.7 ± 2.5	36.9 ± 4.5
S8	14.4 ± 2.8	16.6 ± 2.6	9.0 ± 14.9	18.9 ± 15.1	13.1 ± 2.0	21.1 ± 3.3
S9	13.5 ± 2.7	12.2 ± 1.9	12.6 ± 15.2	17.5 ± 15.3	22.9 ± 1.4	25.9 ± 2.4
S10	5.5 ± 1.0	4.3 ± 0.6	3.1 ± 25.2	5.3 ± 25.2	2.3 ± 9.0	4.9 ± 9.0
S11	33.0 ± 5.2	35.8 ± 5.3	61.2 ± 14.0	70.9 ± 15.0	53.5 ± 3.1	64.4 ± 6.1
S12	57.4 ± 12.6	53.5 ± 9.7	20.2 ± 14.3	57.2 ± 17.3	13.1 ± 1.7	55.1 ± 9.8
S13	97.1 ± 17.8	83.8 ± 14.1	33.3 ± 14.9	90.2 ± 20.5	36.2 ± 1.6	91.3 ± 14.2
S14	30.2 ± 4.4	31.6 ± 4.4	7.7 ± 14.0	32.5 ± 14.7	19.1 ± 1.5	36.9 ± 4.6
S15	4.5 ± 3.3	2.5 ± 1.1	21.0 ± 20.6	21.1 ± 20.6	6.7 ± 5.7	7.2 ± 5.8
S16	55.4 ± 10.0	50.7 ± 8.7	7.3 ± 14.6	51.2 ± 17.0	24.7 ± 1.3	56.4 ± 8.8
S17	79.3 ± 9.2	79.6 ± 9.2	45.0 ± 15.9	91.4 ± 18.4	39.5 ± 3.4	88.9 ± 9.8
S18	12.9 ± 6.2	7.6 ± 2.7	68.8 ± 14.9	69.2 ± 15.1	65.3 ± 1.8	65.7 ± 3.2
S19	43.3 ± 8.0	46.7 ± 7.6	50.0 ± 15.6	68.4 ± 17.4	43.7 ± 0.9	64.0 ± 7.7
S20	20.1 ± 10.0	30.4 ± 9.2	5.8 ± 15.2	30.9 ± 17.8	10.9 ± 3.0	32.3 ± 9.7
S21	116.2 ± 14.7	117.6 ± 14.8	79.4 ± 15.9	141.9 ± 21.7	79.2 ± 2.5	141.8 ± 15.0
S22	93.4 ± 14.2	87.8 ± 13.1	95.4 ± 16.8	129.7 ± 21.3	76.3 ± 0.9	116.3 ± 13.1
S23	37.3 ± 6.2	39.8 ± 6.0	50.4 ± 14.9	64.2 ± 16.1	42.1 ± 1.8	57.9 ± 6.3
S24	42.9 ± 5.5	42.2 ± 5.4	13.5 ± 15.6	44.3 ± 16.5	18.3 ± 7.3	46.0 ± 9.1
S25	78.5 ± 12.3	78.1 ± 11.8	6.5 ± 15.2	78.4 ± 19.2	2.2 ± 1.1	78.1 ± 11.9
S26	22.4 ± 6.0	4.2 ± 2.6	23.3 ± 29.9	23.7 ± 30.0	50.7 ± 18.7	50.9 ± 18.9
S27a	17.2 ± 2.3	16.9 ± 2.2	27.6 ± 32.0	32.4 ± 32.1	3.5 ± 15.3	17.3 ± 15.5
S27b	30.3 ± 5.6	29.8 ± 5.4	12.9 ± 31.9	32.5 ± 32.4	4.7 ± 14.6	30.2 ± 15.6
S28	30.6 ± 7.6	28.3 ± 5.1	66.0 ± 15.2	71.8 ± 16.0	53.0 ± 1.8	60.1 ± 5.4
S29	163.9 ± 22.7	158.1 ± 21.3	38.6 ± 15.2	162.7 ± 26.2	29.5 ± 1.3	160.8 ± 21.3
S30	27.7 ± 5.6	19.8 ± 3.5	41.3 ± 15.9	45.8 ± 16.3	42.1 ± 1.4	46.5 ± 3.8
S30a	33.1 ± 4.7	34.9 ± 4.6	4.3 ± 21.7	35.2 ± 22.2	15.4 ± 3.4	38.1 ± 5.7
S30b	13.9 ± 8.1	13.7 ± 4.7	62.1 ± 32.3	63.6 ± 32.6	24.2 ± 19.2	27.8 ± 19.8
S31	10.5 ± 3.1	10.5 ± 2.0	27.7 ± 15.2	29.6 ± 15.3	19.7 ± 2.4	22.3 ± 3.1
S32	78.6 ± 20.0	75.2 ± 16.4	36.3 ± 14.9	83.5 ± 22.2	37.1 ± 1.5	83.9 ± 16.5
S33	22.0 ± 4.4	21.1 ± 3.5	11.6 ± 15.2	24.1 ± 15.6	12.1 ± 1.9	24.3 ± 4.0
S34	...	46.8 ± 13.5	4.4 ± 25.3	47.0 ± 28.7	43.1 ± 12.0	63.6 ± 18.1
S35	48.1 ± 17.2	36.8 ± 10.8	46.8 ± 15.9	59.5 ± 19.2	59.8 ± 3.5	70.2 ± 11.4
S36	130.6 ± 23.6	129.1 ± 22.4	54.2 ± 16.8	140.0 ± 28.0	47.6 ± 1.3	137.6 ± 22.4
S37	47.5 ± 8.8	39.8 ± 6.8	49.4 ± 15.2	63.4 ± 16.7	46.4 ± 1.2	61.1 ± 6.9
S38	74.0 ± 12.2	76.5 ± 12.1	91.0 ± 15.2	118.9 ± 19.4	88.4 ± 2.4	116.9 ± 12.3
S39	55.7 ± 10.0	53.0 ± 8.8	22.0 ± 14.0	57.4 ± 16.5	13.1 ± 1.7	54.6 ± 9.0
S40	11.0 ± 3.6	9.7 ± 2.0	11.8 ± 16.8	15.3 ± 16.9	15.9 ± 2.4	18.6 ± 3.1

Continúa en la página siguiente

ID	Gaia DR2	Gaia DR3	Gaia DR3 + GFit		Gaia DR3 + XCor	
	$V_{t,pec}$	$V_{t,pec}$	$V_{r,pec}$	V_S	$V_{r,pec}$	V_S
S41	11.7 ± 4.9	3.6 ± 2.0	64.9 ± 15.5	65.0 ± 15.6	52.3 ± 1.5	52.4 ± 2.5
S42	34.0 ± 9.8	33.2 ± 7.4	37.6 ± 15.9	50.2 ± 17.5	28.2 ± 1.5	43.6 ± 7.6
S43	75.4 ± 17.0	64.8 ± 13.7	36.5 ± 15.9	74.4 ± 21.0	26.5 ± 1.4	70.0 ± 13.8
S44	33.4 ± 7.7	22.8 ± 4.4	82.8 ± 14.9	85.9 ± 15.5	66.6 ± 2.0	70.4 ± 4.8
S45	22.8 ± 2.2	22.1 ± 2.2	32.9 ± 15.5	39.6 ± 15.7	49.4 ± 6.7	54.1 ± 7.1
S46	8.4 ± 3.8	11.5 ± 2.1	22.1 ± 29.4	24.9 ± 29.5	19.2 ± 16.0	22.4 ± 16.1
S47	29.4 ± 8.7	35.2 ± 5.7	70.4 ± 17.3	78.7 ± 18.2	60.5 ± 3.7	70.0 ± 6.8
S48	53.7 ± 11.8	46.2 ± 8.6	21.9 ± 15.9	51.1 ± 18.1	24.8 ± 1.7	52.4 ± 8.8
S49	234.2 ± 32.6	232.8 ± 32.3	102.8 ± 13.7	254.5 ± 35.1	82.3 ± 2.4	246.9 ± 32.4
S50	9.0 ± 3.1	11.2 ± 2.0	19.6 ± 27.6	22.6 ± 27.7	9.5 ± 16.6	14.7 ± 16.7
S50b	11.9 ± 1.3	12.0 ± 1.3	34.0 ± 16.3	36.1 ± 16.4	47.7 ± 3.7	49.2 ± 3.9
S51	15.0 ± 4.9	19.2 ± 3.5	13.6 ± 14.3	23.5 ± 14.7	14.9 ± 2.8	24.3 ± 4.5
S52	4.4 ± 0.7	4.1 ± 0.5	12.4 ± 35.9	13.1 ± 35.9	1.6 ± 10.7	4.4 ± 10.7
S53	...	...	51.0 ± 17.3	...	56.9 ± 1.4	...
S54	27.2 ± 7.5	30.2 ± 5.6	51.0 ± 14.9	59.3 ± 15.9	48.4 ± 2.0	57.0 ± 5.9
S55	51.9 ± 9.2	58.5 ± 9.7	2.7 ± 15.3	58.6 ± 18.1	8.1 ± 1.3	59.1 ± 9.8
S60	14.4 ± 8.0	19.2 ± 5.4	35.9 ± 15.2	40.7 ± 16.1	29.5 ± 1.9	35.2 ± 5.7
S60b	49.6 ± 7.9	41.9 ± 6.1	4.6 ± 16.8	42.2 ± 17.9	0.0 ± 2.5	41.9 ± 6.6
S100	15.6 ± 5.1	13.9 ± 2.5	27.8 ± 24.0	31.1 ± 24.1	19.9 ± 7.1	24.3 ± 7.5
S101	56.7 ± 11.4	50.9 ± 8.1	26.1 ± 25.5	57.2 ± 26.8	25.8 ± 9.8	57.1 ± 12.7
S102	7.5 ± 2.9	11.3 ± 2.0	8.3 ± 29.9	14.0 ± 30.0	7.8 ± 18.3	13.7 ± 18.4
S103	9.1 ± 4.0	5.4 ± 1.6	7.5 ± 32.0	9.2 ± 32.0	11.4 ± 20.8	12.6 ± 20.9
S104	47.0 ± 9.3	44.0 ± 6.8	45.3 ± 36.6	63.2 ± 37.2	81.2 ± 8.9	92.4 ± 11.2
S105	18.8 ± 5.3	14.7 ± 2.5	26.1 ± 25.7	30.0 ± 25.8	13.1 ± 11.5	19.7 ± 11.8
S107	23.2 ± 7.0	12.7 ± 3.4	0.5 ± 21.2	12.7 ± 21.5	20.7 ± 10.9	24.3 ± 11.4
S108	14.5 ± 2.2	12.0 ± 1.6	18.2 ± 24.0	21.8 ± 24.1	1.8 ± 12.0	12.1 ± 12.1
S109	15.3 ± 4.6	13.4 ± 2.2	29.1 ± 32.0	32.0 ± 32.1	12.9 ± 13.9	18.6 ± 14.1
S109b	39.0 ± 6.5	38.2 ± 5.8	22.7 ± 16.8	44.4 ± 17.8	17.3 ± 2.2	41.9 ± 6.2
S110	13.0 ± 2.6	8.7 ± 1.2	19.7 ± 22.7	21.5 ± 22.7	27.7 ± 13.2	29.0 ± 13.3
S111	14.1 ± 3.9	14.0 ± 2.3	7.7 ± 25.6	16.0 ± 25.7	5.7 ± 11.0	15.1 ± 11.2
S112	40.4 ± 6.8	38.6 ± 5.4	56.3 ± 29.5	68.3 ± 30.0	7.3 ± 12.3	39.3 ± 13.4
S113	15.7 ± 2.8	15.4 ± 1.9	3.3 ± 22.7	15.7 ± 22.8	8.2 ± 12.2	17.4 ± 12.3
S114	9.4 ± 3.8	9.1 ± 1.9	62.0 ± 27.1	62.7 ± 27.2	46.4 ± 13.8	47.3 ± 13.9
S115	8.4 ± 4.8	9.5 ± 2.3	18.6 ± 23.1	20.9 ± 23.2	20.5 ± 11.1	22.6 ± 11.3
S121	9.9 ± 1.4	9.0 ± 1.1	0.4 ± 17.8	9.0 ± 17.8	16.9 ± 1.5	19.1 ± 1.9
S122	70.1 ± 11.1	68.1 ± 10.4	112.6 ± 18.3	131.6 ± 21.0	110.6 ± 2.0	129.9 ± 10.6
S123	6.9 ± 9.8	9.3 ± 4.4	45.5 ± 15.9	46.4 ± 16.5	68.6 ± 1.3	69.2 ± 4.6
S124	18.2 ± 3.0	21.2 ± 3.3	42.0 ± 17.3	47.0 ± 17.6	38.0 ± 2.3	43.5 ± 4.0
S125	36.8 ± 6.0	38.5 ± 6.0	37.8 ± 17.8	54.0 ± 18.8	35.8 ± 1.4	52.6 ± 6.2
S126	87.3 ± 45.7	87.4 ± 39.4	82.7 ± 16.8	120.3 ± 42.8	92.3 ± 1.5	127.1 ± 39.4
S131	6.5 ± 1.7	3.3 ± 1.1	10.6 ± 17.8	11.1 ± 17.8	23.0 ± 1.2	23.2 ± 1.6

Continúa en la página siguiente

ID	Gaia DR2	Gaia DR3	Gaia DR3 + GFit		Gaia DR3 + XCor	
	$V_{t,pec}$	$V_{t,pec}$	$V_{r,pec}$	V_S	$V_{r,pec}$	V_S
S132	40.1 ± 4.8	42.2 ± 5.1	7.6 ± 16.8	42.9 ± 17.6	27.7 ± 1.7	50.5 ± 5.4
S133	22.2 ± 2.9	22.1 ± 2.8	9.9 ± 16.8	24.2 ± 17.0	7.8 ± 1.5	23.4 ± 3.2
S134	15.9 ± 3.4	14.6 ± 1.8	25.8 ± 21.7	29.6 ± 21.8	12.7 ± 13.0	19.4 ± 13.1
S135	22.6 ± 3.2	21.9 ± 3.0	35.5 ± 27.1	41.7 ± 27.3	35.7 ± 14.0	41.9 ± 14.3
T1a	...	...	...	...	...	...
T1b	...	12.5 ± 99.8	17.4 ± 16.0	21.4 ± 101.1	8.6 ± 0.8	15.2 ± 99.8
T1c	...	...	41.6 ± 19.1	...	39.9 ± 1.8	...
T1d	45.9 ± 17.1	41.7 ± 13.9	20.9 ± 16.4	46.6 ± 21.5	19.4 ± 6.5	46.0 ± 15.3
T1e	...	...	47.7 ± 19.1	...	55.7 ± 0.9	...
T1f	13.9 ± 9.0	25.1 ± 6.2	35.6 ± 15.9	43.6 ± 17.1	30.5 ± 1.0	39.5 ± 6.3
T2a	93.3 ± 16.3	87.7 ± 14.8	20.6 ± 14.9	90.1 ± 21.0	18.5 ± 1.8	89.6 ± 14.9
T2b	7.8 ± 5.0	8.4 ± 2.5	2.6 ± 15.6	8.8 ± 15.8	5.8 ± 1.7	10.2 ± 3.0
T2c	34.4 ± 11.4	19.2 ± 5.2	75.8 ± 19.1	78.2 ± 19.8	75.6 ± 0.7	78.0 ± 5.2
T2d	233.7 ± 46.0	217.1 ± 41.9	94.3 ± 19.8	236.7 ± 46.3	86.1 ± 1.0	233.6 ± 41.9
T2e	14.9 ± 5.0	21.5 ± 3.6	18.8 ± 21.5	28.6 ± 21.8	29.4 ± 18.0	36.4 ± 18.4
T2f	22.6 ± 10.9	10.9 ± 4.7	82.6 ± 19.8	83.3 ± 20.4	69.2 ± 1.4	70.1 ± 4.9
T2g	...	...	52.0 ± 35.6	...	...	...
T2h	69.8 ± 15.0	52.9 ± 10.4	50.6 ± 16.8	73.2 ± 19.8	36.9 ± 1.5	64.5 ± 10.5
HD 134958	17.2 ± 3.3	16.0 ± 3.0	...	...	...	...
HD 135378	26.8 ± 3.9	27.3 ± 4.0	14.7 ± 17.4	31.0 ± 17.9	30.5 ± 6.5	40.9 ± 7.6
F0	7.8 ± 1.6	7.4 ± 1.2	47.4 ± 11.1	48.0 ± 11.2	42.5 ± 1.9	43.1 ± 2.2
F2	24.9 ± 8.5	17.7 ± 4.2	58.2 ± 11.1	60.8 ± 11.9	27.8 ± 1.7	33.0 ± 4.5
F3	8.9 ± 3.1	7.1 ± 2.0	34.7 ± 16.6	35.4 ± 16.7	57.2 ± 13.1	57.6 ± 13.3
F4	12.8 ± 2.5	15.9 ± 2.3	52.5 ± 21.4	54.9 ± 21.5	49.1 ± 22.6	51.6 ± 22.7
F6	7.4 ± 1.2	7.5 ± 1.1	12.5 ± 21.3	14.6 ± 21.3	9.0 ± 32.2	11.7 ± 32.2
F7	50.4 ± 10.4	45.7 ± 7.1	34.4 ± 18.5	57.2 ± 19.8	7.7 ± 10.7	46.3 ± 12.8
F10	26.9 ± 8.3	19.8 ± 3.7	49.4 ± 18.6	53.2 ± 19.0	6.8 ± 17.5	20.9 ± 17.9

*Fin de la Tabla D.5***Tabla D.6:** Mediciones de EW (en Å) de las DIBs ópticas e infrarrojas, para las fuentes observadas en el Complejo RCW 91.

ID	DIB $\lambda 5780$	DIB $\lambda 5797$	DIB $\lambda 6614$	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$
301	1.48 ± 0.22	0.51 ± 0.05	...	...	...
302	1.55 ± 0.07	0.60 ± 0.04	...	1.15 ± 0.21	0.56 ± 0.15
303	1.40 ± 0.23	0.46 ± 0.01	...	1.43 ± 0.23	0.60 ± 0.01
303b	...	...	...	...	...
304	1.62 ± 0.09	0.55 ± 0.02	...	1.46 ± 0.13	0.91 ± 0.02
304b	...	...	...	...	...
305	1.49 ± 0.11	0.56 ± 0.03	...	...	...
306	1.47 ± 0.24	0.52 ± 0.15	...	...	...

Continúa en la página siguiente

ID	DIB $\lambda 5780$	DIB $\lambda 5797$	DIB $\lambda 6614$	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$
306b	0.83 ± 0.16	0.23 ± 0.05	...	...	...
307	1.28 ± 0.19	0.42 ± 0.13	0.49 ± 0.05	...	...
308	1.41 ± 0.06	0.78 ± 0.12	...	...	...
309	...	...	...	...	...
462	1.40 ± 0.08	0.57 ± 0.01	...	1.08 ± 0.08	0.62 ± 0.05
462b	1.48 ± 0.11	...	...	...	...
474	1.42 ± 0.19	0.43 ± 0.11	...	...	...
603	1.15 ± 0.14	0.35 ± 0.06	...	...	...
604	1.38 ± 0.14	0.42 ± 0.03	...	...	...
605	1.37 ± 0.23	0.55 ± 0.12	...	...	...
606	1.35 ± 0.05	0.44 ± 0.12	...	...	...
tgt10	...	...	...	1.83 ± 0.13	0.59 ± 0.02
tgt10b	...	...	...	1.11 ± 0.13	...
tgt10c	...	...	...	0.94 ± 0.07	...
tgt10d	...	...	...	1.24 ± 0.15	...
tgt14	...	...	...	0.66 ± 0.05	0.49 ± 0.02
tgt14c	...	...	...	0.89 ± 0.12	...
tgt14d	...	...	...	0.70 ± 0.08	0.54 ± 0.05
tgt16	...	...	...	1.13 ± 0.06	0.60 ± 0.05
RSG0	...	...	...	1.19 ± 0.11	...
RSG1	...	...	...	0.94 ± 0.06	...
RSG2	...	...	...	1.18 ± 0.21	...
RSG3	...	...	...	0.61 ± 0.09	...
RSG4	...	...	...	0.89 ± 0.17	...
MN18A	...	...	...	1.61 ± 0.14	...
MN18B	...	...	...	1.98 ± 0.22	...
RSG12	...	...	...	1.03 ± 0.18	...
RSG12b	...	...	...	0.61 ± 0.03	...
RSG13	...	...	...	0.83 ± 0.13	...
RSG14	...	...	...	1.20 ± 0.13	...
RSG14b	...	...	...	0.60 ± 0.10	...
RSG14c	...	...	...	0.69 ± 0.02	...
RSG15	...	...	...	0.85 ± 0.07	...
RSG15b	...	...	...	0.97 ± 0.06	...
RSG15c	...	...	...	0.77 ± 0.08	...
RSG16	...	...	...	0.63 ± 0.05	...
WR 67-3	...	...	...	...	...
SC3	...	...	...	...	...
Sapaki	1.40 ± 0.04	0.42 ± 0.01	0.49 ± 0.01	1.55 ± 0.11	0.66 ± 0.16
S1	...	...	...	1.36 ± 0.12	0.67 ± 0.09
S2	...	...	...	1.17 ± 0.14	...
S3	...	...	...	1.43 ± 0.18	...

Continúa en la página siguiente

ID	DIB $\lambda 5780$	DIB $\lambda 5797$	DIB $\lambda 6614$	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$
S4	...	...	...	1.11 ± 0.12	...
S5	...	...	...	1.46 ± 0.18	...
S6	...	...	...	1.41 ± 0.07	...
S7	...	...	...	1.03 ± 0.18	...
S8	...	...	...	1.08 ± 0.04	...
S9	...	...	...	1.15 ± 0.21	...
S10	...	...	...	0.65 ± 0.04	0.41 ± 0.10
S11	...	...	...	1.09 ± 0.11	...
S12	...	...	...	1.31 ± 0.11	...
S13	...	...	...	1.04 ± 0.14	...
S14	...	...	...	0.99 ± 0.16	...
S15	...	...	...	1.47 ± 0.08	0.98 ± 0.05
S16	...	...	...	0.99 ± 0.04	...
S17	...	...	...	0.78 ± 0.01	...
S18	...	...	...	1.33 ± 0.18	...
S19	...	...	...	1.14 ± 0.17	...
S20	...	...	...	1.56 ± 0.24	...
S21	...	...	...	0.18 ± 0.01	...
S22	...	...	...	1.19 ± 0.14	...
S23	...	...	...	1.27 ± 0.12	...
S24	...	...	...	0.70 ± 0.16	...
S25	...	...	...	1.06 ± 0.16	...
S26	...	...	...	1.51 ± 0.05	0.77 ± 0.01
S27a	...	...	...	0.63 ± 0.03	...
S27b	...	...	...	0.77 ± 0.15	...
S28	...	...	...	1.32 ± 0.15	...
S29	...	...	...	1.17 ± 0.19	...
S30	...	...	...	1.22 ± 0.05	...
S30a	...	...	...	1.24 ± 0.22	...
S30b	...	...	...	1.72 ± 0.24	...
S31	...	...	...	1.14 ± 0.02	...
S32	...	...	...	1.33 ± 0.16	...
S33	...	...	...	1.12 ± 0.07	...
S34	...	...	...	1.53 ± 0.16	0.88 ± 0.18
S35	...	...	...	1.08 ± 0.08	...
S36	...	...	...	1.22 ± 0.07	...
S37	...	...	...	1.23 ± 0.21	...
S38	...	...	...	1.17 ± 0.21	...
S39	...	...	...	1.03 ± 0.20	...
S40	...	...	...	1.25 ± 0.11	...
S41	...	...	...	0.98 ± 0.02	...
S42	...	...	...	1.28 ± 0.10	...

Continúa en la página siguiente

ID	DIB $\lambda 5780$	DIB $\lambda 5797$	DIB $\lambda 6614$	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$
S43	...	...	...	1.50 ± 0.24	...
S44	...	...	...	1.08 ± 0.15	...
S45	...	...	...	0.27 ± 0.05	...
S46	...	...	...	1.53 ± 0.20	0.78 ± 0.01
S47	...	...	...	1.29 ± 0.08	...
S48	...	...	...	1.10 ± 0.18	...
S49	...	...	...	0.66 ± 0.02	...
S50	...	...	...	1.45 ± 0.13	0.75 ± 0.17
S50b	...	...	...	0.78 ± 0.01	0.54 ± 0.04
S51	...	...	...	0.95 ± 0.04	...
S52	...	...	...	0.82 ± 0.03	0.49 ± 0.04
S53	...	...	...	1.60 ± 0.11	...
S54	...	...	...	1.10 ± 0.11	...
S55	...	...	...	0.98 ± 0.02	...
S60	...	...	...	0.96 ± 0.06	...
S60b	...	...	...	1.25 ± 0.11	...
S100	...	...	...	1.57 ± 0.20	0.83 ± 0.05
S101	...	...	...	1.37 ± 0.11	0.90 ± 0.07
S102	...	...	...	1.55 ± 0.24	0.82 ± 0.09
S103	...	...	...	1.15 ± 0.21	0.66 ± 0.14
S104	...	...	...	1.19 ± 0.08	0.47 ± 0.01
S105	...	...	...	1.41 ± 0.16	0.61 ± 0.02
S107	...	...	...	1.08 ± 0.03	0.61 ± 0.09
S108	...	...	...	1.29 ± 0.05	0.46 ± 0.01
S109	...	...	...	1.46 ± 0.13	0.48 ± 0.04
S109b	...	...	...	1.14 ± 0.06	...
S110	...	...	...	1.39 ± 0.20	0.62 ± 0.11
S111	...	...	...	1.44 ± 0.05	0.65 ± 0.10
S112	...	...	...	1.13 ± 0.17	0.72 ± 0.14
S113	...	...	...	1.46 ± 0.24	0.62 ± 0.05
S114	...	...	...	1.39 ± 0.19	0.83 ± 0.06
S115	...	...	...	1.38 ± 0.20	0.62 ± 0.15
S121	...	...	...	0.91 ± 0.14	...
S122	...	...	...	1.16 ± 0.02	...
S123	...	...	...	1.25 ± 0.03	...
S124	...	...	...	1.07 ± 0.01	...
S125	...	...	...	0.93 ± 0.01	...
S126	...	...	...	1.23 ± 0.10	...
S131	...	...	...	1.08 ± 0.19	...
S132	...	...	...	0.85 ± 0.07	...
S133	...	...	...	0.83 ± 0.11	...
S134	...	...	...	1.32 ± 0.14	0.52 ± 0.14

Continúa en la página siguiente

ID	DIB $\lambda 5780$	DIB $\lambda 5797$	DIB $\lambda 6614$	DIB $\lambda 13175$	DIB $\lambda 15268$
S135	...	...	...	0.77 ± 0.05	5.23 ± 0.52
T1a	...	...	...	3.55 ± 0.34	...
T1b	...	...	...	2.47 ± 0.22	...
T1c	...	...	...	2.19 ± 0.32	...
T1d	...	...	...	1.75 ± 0.08	...
T1e	...	...	...	2.33 ± 0.21	...
T1f	...	...	...	1.48 ± 0.07	...
T2a	...	...	...	1.50 ± 0.13	...
T2b	...	...	...	1.25 ± 0.17	...
T2c	...	...	...	1.39 ± 0.18	...
T2d	...	...	...	1.71 ± 0.18	...
T2e	...	...	...	1.67 ± 0.23	0.83 ± 0.03
T2f	...	...	...	1.40 ± 0.19	...
T2g	...	...	...	1.53 ± 0.14	0.83 ± 0.05
T2h	...	...	...	1.46 ± 0.06	...
HD 134958	...	...	...	0.44 ± 0.01	...
HD 135378	...	...	...	0.19 ± 0.03	...
F0	...	...	...	0.82 ± 0.03	...
F2	...	...	...	1.35 ± 0.07	...
F3	...	...	...	0.96 ± 0.06	0.66 ± 0.05
F4	...	...	...	0.75 ± 0.01	0.43 ± 0.01
F6	...	...	...	0.88 ± 0.04	0.60 ± 0.06
F7	...	...	...	1.54 ± 0.09	0.67 ± 0.03
F10	...	...	...	1.47 ± 0.07	0.80 ± 0.07

Fin de la Tabla D.6

Tabla D.7: Propiedades observacionales disponibles en los catálogos de **StarHorse** para las estrellas del complejo RCW 91. La segunda, tercera y cuarta columna corresponde a la extinción total óptica, distancia heliocéntrica y temperatura efectiva, respectivamente, determinada con **StarHorse** + Gaia DR2 (Anders et al. 2019). La quinta, sexta y séptima columna corresponden a los mismos valores, pero determinados con **StarHorse** + Gaia EDR3 (Anders et al. 2022). Los valores se presentan con 1σ de incertidumbre.

ID	StarHorse + Gaia DR2			StarHorse + Gaia EDR3		
	A_V (mag)	d (kpc)	T_{eff} (K)	A_V (mag)	d (kpc)	T_{eff} (K)
301	...	...	...	...	...	...
302	3.98 ± 0.06	4.98 ± 1.75	6030 ± 297	5.48 ± 0.04	3.44 ± 0.31	9019 ± 1005
303	3.83 ± 0.04	6.60 ± 1.42	5682 ± 80	...	...	...
303b	2.16 ± 1.05	1.39 ± 0.29	6310 ± 1654	...	...	...
304	3.90 ± 0.22	7.31 ± 5.71	5475 ± 244	5.01 ± 1.12	5.63 ± 0.72	6657 ± 3008
304b	...	...	...	...	...	...
305	3.95 ± 0.07	7.40 ± 8.01	5621 ± 76	...	...	...
306	3.79 ± 0.38	8.05 ± 5.00	6745 ± 539	...	...	...

Continúa en la página siguiente

ID	StarHorse + Gaia DR2			StarHorse + Gaia EDR3		
	A_V	d	T_{eff}	A_V	d	T_{eff}
306b	3.15 ± 0.48	2.50 ± 0.83	9178 ± 3909	2.71 ± 1.10	2.14 ± 0.34	8002 ± 3659
307	3.95 ± 0.01	13.40 ± 0.28	5325 ± 11	...	...	...
308	3.89 ± 0.08	11.54 ± 2.59	6116 ± 171	...	...	...
309	3.95 ± 0.11	17.61 ± 8.94	5867 ± 205	5.53 ± 0.22	5.20 ± 0.26	8163 ± 457
462	3.97 ± 0.09	15.19 ± 9.20	5545 ± 305	...	...	...
462b	3.93 ± 0.10	11.58 ± 3.15	5484 ± 90	...	...	...
474	3.91 ± 0.11	10.29 ± 5.44	6204 ± 153	5.27 ± 0.96	4.77 ± 0.78	8856 ± 3110
603	3.65 ± 0.56	7.62 ± 7.02	7180 ± 948	4.57 ± 0.21	4.52 ± 0.85	10200 ± 2309
604	3.87 ± 0.16	7.31 ± 5.84	6850 ± 309	...	...	...
605	3.93 ± 0.22	8.41 ± 6.07	6297 ± 373	5.47 ± 0.06	4.35 ± 0.88	9045 ± 246
606	3.90 ± 0.45	8.65 ± 6.58	6014 ± 637	...	...	...
tgt10	...	...	...	...	...	...
tgt10b	3.08 ± 1.22	4.24 ± 3.12	3737 ± 332	5.36 ± 0.32	2.42 ± 0.11	4851 ± 69
tgt10c	2.96 ± 0.38	6.61 ± 3.22	3597 ± 74	...	...	...
tgt10d	...	...	...	...	...	...
tgt14	...	...	...	...	...	...
tgt14c	2.08 ± 0.27	1.26 ± 0.18	4343 ± 176	...	...	...
tgt14d	2.03 ± 1.00	1.32 ± 0.20	7536 ± 2447	1.55 ± 0.81	1.35 ± 0.12	6741 ± 1206
tgt16	5.91 ± 0.09	0.68 ± 0.18	14790 ± 793	...	...	...
RSG0	...	...	...	...	...	...
RSG1	...	...	...	...	...	...
RSG2	...	...	...	...	...	...
RSG3	3.88 ± 0.38	6.18 ± 4.73	3933 ± 123	...	...	...
RSG4	...	...	...	...	...	...
MN18A	...	...	...	...	...	...
MN18B	...	...	...	...	...	...
RSG12	...	...	...	...	...	...
RSG12b	1.54 ± 0.14	3.71 ± 1.18	3574 ± 36	3.54 ± 0.54	2.14 ± 0.54	4107 ± 264
RSG13	...	...	...	...	...	...
RSG14	...	...	...	...	...	...
RSG14b	1.58 ± 0.32	1.87 ± 0.67	4053 ± 180	1.92 ± 0.68	1.85 ± 0.29	4167 ± 361
RSG14c	1.90 ± 0.25	2.39 ± 0.78	4015 ± 129	3.30 ± 0.44	1.94 ± 0.29	4801 ± 325
RSG15	...	...	...	...	...	...
RSG15b	2.03 ± 0.31	1.90 ± 0.42	4406 ± 209	2.47 ± 0.12	1.66 ± 0.15	4653 ± 87
RSG15c	1.93 ± 0.31	1.88 ± 0.29	4593 ± 265	2.22 ± 0.36	1.77 ± 0.14	4798 ± 284
RSG16	...	...	...	...	...	...
WR 67-3	...	...	...	...	...	...
SC3	5.18 ± 0.14	3.03 ± 0.84	11837 ± 1001	4.21 ± 0.97	2.79 ± 0.33	6897 ± 2693
Sapaki	...	...	...	7.11 ± 0.02	3.67 ± 0.01	8918 ± 473
S1	3.40 ± 1.00	10.05 ± 10.38	4754 ± 673	...	...	...
S2	...	...	...	...	...	...

Continúa en la página siguiente

ID	StarHorse + Gaia DR2			StarHorse + Gaia EDR3		
	A_V	d	T_{eff}	A_V	d	T_{eff}
S3	3.82 ± 0.25	8.75 ± 3.72	3544 ± 36	8.02 ± 0.26	3.09 ± 0.19	5310 ± 65
S4	3.42 ± 2.15	4.76 ± 5.12	4132 ± 741	4.43 ± 0.58	2.73 ± 0.33	4732 ± 458
S5	...	...	...	...	...	...
S6	...	...	...	...	...	...
S7	3.33 ± 0.59	8.33 ± 4.26	3923 ± 224	4.38 ± 0.29	3.21 ± 0.51	4451 ± 226
S8	3.60 ± 0.89	4.61 ± 3.33	3812 ± 230	5.98 ± 0.37	2.78 ± 0.74	5156 ± 279
S9	3.54 ± 0.65	4.28 ± 4.03	4876 ± 552	6.17 ± 1.94	2.50 ± 0.98	10557 ± 5143
S10	2.55 ± 0.31	1.39 ± 0.17	8444 ± 967	2.49 ± 0.67	1.51 ± 0.12	8479 ± 3122
S11	1.54 ± 0.20	8.57 ± 5.08	3735 ± 64	3.73 ± 0.29	2.13 ± 0.30	4749 ± 182
S12	3.72 ± 0.47	11.46 ± 6.33	3695 ± 85	7.27 ± 0.31	4.15 ± 2.46	5535 ± 286
S13	3.17 ± 0.42	13.66 ± 5.16	3642 ± 79	...	...	...
S14	...	...	...	...	...	...
S15	3.89 ± 0.16	8.48 ± 8.35	5181 ± 124	6.17 ± 0.72	9.89 ± 1.83	9015 ± 1728
S16	3.76 ± 0.53	9.75 ± 5.77	3863 ± 161	6.14 ± 0.12	5.04 ± 1.35	5204 ± 122
S17	2.09 ± 0.18	1.19 ± 0.14	4613 ± 126	...	...	...
S18	...	...	...	...	...	...
S19	3.76 ± 0.49	10.16 ± 6.22	3958 ± 230	7.34 ± 1.16	2.53 ± 1.11	7557 ± 2311
S20	...	...	...	...	...	...
S21	0.62 ± 0.36	0.34 ± 0.01	6070 ± 544	0.27 ± 0.26	0.34 ± 0.01	5839 ± 283
S22	3.76 ± 0.58	8.19 ± 4.95	4077 ± 241	5.07 ± 0.18	3.42 ± 1.06	4917 ± 117
S23	3.85 ± 0.30	3.48 ± 2.92	4729 ± 216	4.45 ± 0.40	2.72 ± 0.78	5118 ± 370
S24	1.02 ± 0.24	1.18 ± 0.13	4884 ± 197	...	...	...
S25	3.82 ± 0.53	5.50 ± 5.60	4447 ± 389	7.03 ± 0.41	2.19 ± 0.50	9161 ± 1057
S26	3.90 ± 0.03	9.86 ± 6.31	5440 ± 36	...	...	...
S27a	2.82 ± 1.38	1.08 ± 0.12	10015 ± 4350	...	...	...
S27b	-0.49 ± 2.98	1.19 ± 0.22	5821 ± 1474	...	...	...
S28	3.81 ± 0.44	10.02 ± 6.31	4067 ± 231	5.58 ± 0.25	3.00 ± 0.43	5152 ± 176
S29	3.85 ± 0.29	8.35 ± 4.82	4269 ± 152	7.12 ± 0.16	3.45 ± 1.39	8401 ± 456
S30	3.43 ± 1.45	7.81 ± 7.58	4295 ± 745	4.46 ± 0.29	3.05 ± 0.20	5034 ± 263
S30a	2.55 ± 0.59	8.56 ± 9.81	5099 ± 567	2.84 ± 1.31	2.69 ± 0.56	5533 ± 1766
S30b	...	...	...	7.07 ± 0.15	3.37 ± 1.26	13968 ± 2684
S31	...	...	...	4.22 ± 0.15	2.14 ± 0.96	4975 ± 81
S32	3.82 ± 0.37	16.35 ± 5.62	3694 ± 76	...	...	...
S33	3.82 ± 0.41	4.89 ± 4.77	4626 ± 289	4.31 ± 0.43	3.32 ± 0.60	4871 ± 352
S34	1.05 ± 2.10	8.93 ± 11.38	6561 ± 4389	...	...	...
S35	3.41 ± 0.62	7.91 ± 4.95	4320 ± 340	...	...	...
S36	3.36 ± 1.11	11.89 ± 7.72	3743 ± 267	6.35 ± 0.70	3.19 ± 2.28	5274 ± 673
S37	3.93 ± 0.18	4.10 ± 3.27	4486 ± 110	4.93 ± 0.37	2.22 ± 1.25	5100 ± 316
S38	3.88 ± 0.27	5.74 ± 4.77	4382 ± 163	4.96 ± 0.33	3.19 ± 0.37	5035 ± 309
S39	3.26 ± 0.97	7.64 ± 6.34	4030 ± 383	5.03 ± 0.64	3.12 ± 0.59	5144 ± 521
S40	3.59 ± 2.92	9.33 ± 16.83	4049 ± 730	5.27 ± 0.22	2.71 ± 0.39	5178 ± 259

Continúa en la página siguiente

ID	StarHorse + Gaia DR2			StarHorse + Gaia EDR3		
	A_V	d	T_{eff}	A_V	d	T_{eff}
S41	...	...	...	...	...	...
S42	2.09 ± 1.30	20.06 ± 5.97	3494 ± 185	...	...	...
S43	3.38 ± 0.76	15.34 ± 8.68	3655 ± 153	7.35 ± 0.11	4.12 ± 0.11	5902 ± 278
S44	...	...	...	...	...	...
S45	1.74 ± 0.47	0.43 ± 0.04	5531 ± 549	0.81 ± 0.39	0.43 ± 0.01	5022 ± 287
S46	...	...	...	...	...	...
S47	3.92 ± 0.16	8.19 ± 3.77	4105 ± 87	7.36 ± 0.56	2.01 ± 0.86	8267 ± 1994
S48	3.80 ± 0.60	9.91 ± 5.92	4040 ± 216	6.22 ± 0.23	4.86 ± 1.76	5763 ± 233
S49	2.25 ± 0.21	1.43 ± 0.39	4799 ± 220	...	...	...
S50	...	...	...	...	...	...
S50b	1.94 ± 0.33	4.73 ± 1.95	4319 ± 270	2.85 ± 0.04	2.23 ± 0.10	4891 ± 43
S51	3.85 ± 0.29	8.80 ± 5.32	4307 ± 163	5.02 ± 0.12	4.10 ± 1.18	4971 ± 27
S52	4.15 ± 0.31	2.75 ± 0.84	11521 ± 3014	4.11 ± 0.88	2.41 ± 0.26	10277 ± 3729
S53	...	...	...	...	...	...
S54	3.89 ± 0.30	8.41 ± 5.88	4153 ± 158	5.60 ± 0.44	3.55 ± 1.99	5173 ± 277
S55	3.90 ± 0.22	4.42 ± 3.45	4600 ± 144	4.88 ± 0.61	4.07 ± 1.85	5248 ± 384
S60	3.89 ± 0.27	9.99 ± 5.26	4264 ± 164	5.17 ± 0.56	4.51 ± 0.70	5051 ± 429
S60b	...	...	...	7.27 ± 0.97	3.52 ± 6.23	9596 ± 3742
S100	...	...	...	...	...	...
S101	3.39 ± 0.52	5.95 ± 6.21	5127 ± 470	5.78 ± 0.29	3.59 ± 1.62	8422 ± 643
S102	3.31 ± 0.54	7.81 ± 7.56	5215 ± 548	5.54 ± 0.70	4.23 ± 1.92	8596 ± 2737
S103	3.57 ± 0.43	4.98 ± 1.94	6741 ± 667	5.37 ± 0.08	5.50 ± 3.24	16523 ± 931
S104	3.87 ± 0.33	6.22 ± 6.00	5592 ± 417	5.91 ± 0.46	2.62 ± 0.29	8335 ± 1406
S105	3.90 ± 0.22	8.85 ± 8.36	5700 ± 270	5.95 ± 0.30	7.34 ± 6.11	9460 ± 1814
S107	3.32 ± 0.66	5.54 ± 4.77	4900 ± 547	4.89 ± 2.36	3.37 ± 3.26	6828 ± 5798
S108	3.92 ± 0.12	7.20 ± 6.93	6958 ± 255	4.91 ± 0.09	5.42 ± 1.80	9977 ± 1031
S109	...	...	...	...	...	...
S109b	1.40 ± 0.24	10.49 ± 2.88	3660 ± 57	4.37 ± 0.28	2.46 ± 0.30	5079 ± 246
S110	3.93 ± 0.14	6.62 ± 3.14	6365 ± 172	4.81 ± 1.21	7.33 ± 8.80	7523 ± 3408
S111	3.81 ± 0.23	7.99 ± 5.37	5525 ± 239	3.49 ± 0.69	2.99 ± 0.72	4974 ± 521
S112	3.84 ± 0.81	8.37 ± 9.55	6157 ± 1056	5.18 ± 0.53	6.57 ± 1.51	8205 ± 1461
S113	3.86 ± 0.19	6.13 ± 6.43	5753 ± 300	...	...	...
S114	3.80 ± 0.40	5.19 ± 4.22	5314 ± 375	6.13 ± 1.33	4.66 ± 2.42	8872 ± 3913
S115	3.70 ± 2.95	8.29 ± 14.91	4820 ± 1378	6.72 ± 0.31	4.00 ± 4.59	10981 ± 1849
S121	2.00 ± 0.37	1.75 ± 0.47	4537 ± 314	2.39 ± 0.80	1.57 ± 0.17	4773 ± 580
S122	...	...	...	...	...	...
S123	...	...	...	...	...	...
S124	...	...	...	4.04 ± 0.32	2.89 ± 0.32	4342 ± 169
S125	3.82 ± 0.37	6.41 ± 5.31	4133 ± 167	4.43 ± 0.36	3.30 ± 0.32	4477 ± 211
S126	...	...	...	...	...	...
S131	0.98 ± 2.84	11.88 ± 8.53	3532 ± 852	...	...	...

Continúa en la página siguiente

ID	StarHorse + Gaia DR2			StarHorse + Gaia EDR3		
	A_V	d	T_{eff}	A_V	d	T_{eff}
S132	2.06 ± 0.29	2.02 ± 0.42	4473 ± 236	2.52 ± 0.40	1.49 ± 0.12	4774 ± 275
S133	1.81 ± 0.27	3.71 ± 1.43	4158 ± 203	3.04 ± 0.42	2.13 ± 0.18	4872 ± 308
S134	3.99 ± 0.01	13.12 ± 0.41	6103 ± 21	...	...	...
S135	...	...	...	...	...	...
T1a	...	...	...	...	...	...
T1b	...	...	...	...	...	...
T1c	...	...	...	...	...	...
T1d	...	...	...	...	...	...
T1e	...	...	...	...	...	...
T1f	...	...	...	...	...	...
T2a	3.95 ± 0.06	10.41 ± 2.48	3691 ± 9	6.36 ± 0.11	3.66 ± 1.98	4725 ± 139
T2b	1.15 ± 0.31	26.77 ± 8.94	3402 ± 47	...	...	...
T2c	...	...	...	...	...	...
T2d	3.67 ± 0.48	14.74 ± 6.73	3683 ± 83	...	...	...
T2e	0.04 ± 0.27	25.29 ± 5.57	3354 ± 37	...	...	...
T2f	3.89 ± 0.34	14.22 ± 6.72	3799 ± 128	...	...	...
T2g	...	...	...	...	...	...
T2h	3.89 ± 0.27	9.32 ± 5.15	4114 ± 125	5.76 ± 1.39	3.59 ± 2.42	5194 ± 1392
HD 134958	...	...	...	...	...	...
HD 135378	0.37 ± 0.43	0.46 ± 0.02	4907 ± 424	0.38 ± 0.35	0.45 ± 0.03	4919 ± 358
F0	...	...	...	6.77 ± 0.20	3.17 ± 0.01	6812 ± 222
F2	...	...	...	...	...	...
F3	3.89 ± 0.12	10.15 ± 10.97	6357 ± 257	5.46 ± 0.13	4.97 ± 1.94	11915 ± 1637
F4	1.81 ± 0.63	7.28 ± 5.75	4855 ± 575	2.49 ± 0.55	7.55 ± 1.57	5149 ± 505
F6	4.95 ± 0.17	2.92 ± 1.09	10823 ± 1060	4.94 ± 0.29	2.79 ± 0.31	10438 ± 1939
F7	3.90 ± 0.18	6.45 ± 5.27	5471 ± 132	...	...	...
F10	...	...	...	...	...	...

Fin de la Tabla D.7